

SÉRIE A, N° 1974

N° D'ORDRE :

2841

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

PIERRE GRIVET

1^{re} THÈSE. — LA CELLULE PHOTOÉLECTRIQUE EN HAUTE FRÉ-
QUENCE ET SES APPLICATIONS.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le juillet 1941 devant la Commission d'examen.

MM. A. COTTON..... *Président.*

BRUHAT..... }
ROCARD..... } *Examineurs.*

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1941

SÉRIE A, n° 1974

N° D'ORDRE :

2841

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

PIERRE GRIVET

1^{re} THÈSE. — LA CELLULE PHOTOÉLECTRIQUE EN HAUTE FRÉ-
QUENCE ET SES APPLICATIONS.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le **juillet 1941** devant la Commission d'examen.

MM. A. COTTON.....	<i>Président.</i>
BRUHAT.....	} <i>Examineurs.</i>
ROCARD.....	

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1941

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

MM.

Doyen honoraire..... M. MOLLIARD.

Doyen..... C. MAURAIN, *Professeur*, Physique du Globe.

Professeurs honoraires.	H. LEBESGUE.	VESSIOT.	WINTREBERT.
	Émile PICARD.	PORTIER.	DUBOSCQ.
	Léon BRILLOUIN.	MOLLIARD.	BOHN.
	PÉCHARD.	LAPICQUE.	RABAUD.
	FREUNDLER.	G. BERTRAND.	CAULLERY.
	AUGER.	Ch. FABRY.	J. PERRIN.
	DANGEARD.	Léon BERTRAND.	E. CARTAN.
	LESPIAU.		

PROFESSEURS

Émile BOREL.....	T Calcul des probabilités et Physique mathématique.	PRENANT.....	T Anatomie et Histologie comparées.
A. COTTON.....	T Recherches physiques.	VILLEY.....	Mécanique physique et ex- périmentale.
J. DRACH.....	T Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	COMBES.....	T Physiologie végétale.
Charles PÉREZ....	T Zoologie.	GARNIER.....	T Application de l'analyse à la géométrie.
M. GUICHARD.....	T Analyse et mesures chi- miques.	PÉRES.....	Mécanique théorique des fluides
Paul MONTEL.....	T Théorie des fonctions.	HACKSPILL.....	T Chimie minérale.
L. BLARINGHEM..	T Botanique.	TOUSSAINT.....	Technique Aéronautique.
G. JULIA.....	T Mécanique analytique et Mécanique céleste.	M. CURIE.....	Physique (P. C. B.).
C. MAUGUIN.....	T Minéralogie.	G. RIBAUD.....	T Hautes températures.
A. DENJOY.....	T Géométrie supérieure.	CHAZY.....	T Mécanique rationnelle.
L. LUTAUD.....	T Géographie physique et géologie dynamique.	H. GAULT.....	Chimie (P. C. B.).
G. BRUHAT.....	T Physique théorique et phy- sique céleste.	CROZE.....	Recherches physiques.
E. DARMOIS.....	T Enseignement de Physique.	DUPONT.....	T Théories chimiques.
A. DEBIERNE.....	T Physique Générale et Ra- dioactivité.	LANQUINE.....	T Géologie structurale et géologie appliquée.
A. DUFOUR.....	T Physique (P. C. B.).	VALIRON.....	Mathématiques générales.
L. DUNOYER.....	Optique appliquée.	BARRABÉ.....	Géologie structurale et géologie appliquée.
A. GUILLIERMOND.	T Botanique.	MILLOT.....	Biologie animale (P.C.B.).
M. JAVILLIER.....	T Chimie biologique.	F. PERRIN.....	Théories physiques.
Henri VILLAT....	T Mécanique des fluides et applications.	VAVON.....	Chimie organique.
Ch. JACOB.....	T Géologie.	G. DARMOIS.....	Calcul des Probabilités et Physique-Mathématique.
P. PASCAL.....	T Chimie générale.	CHATTON.....	T Biologie maritime.
M. FRÉCHET.....	T Calcul différentiel et Cal- cul intégral.	AUBEL.....	Chimie biologique.
E. ESCLANGON....	T Astronomie.	Jacques BOURCART.	Géographie physique et géologie dynamique.
M ^{me} RAMART-LUCAS	T Chimie organique.	M ^{me} JOLIOT-CURIE.	Physique générale et Ra- dioactivité.
H. BÉGHIN.....	T Mécanique physique et expérimentale.	PLANTEFOL.....	Biologie végétale (P.C.B.).
Foch.....	T Mécanique expérimentale des fluides.	CABANNES.....	Enseignement de Physi- que.
PAUTHENIER.....	Physique (P. C. B.)	GRASSÉ.....	T Zoologie. Évolution des êtres organisés.
De BROGLIE.....	T Théories physiques.	PRÉVOST.....	Chimie (P. C. B.).
CHRÉTIEN.....	Optique appliquée.	BOULIGAND.....	Mathématiques.
LABROUSTE.....	Physique du Globe.	CHAUDRON.....	Chimie (P. C. B.).

Secrétaire..... A. PACAUD.

Secrétaire honoraire..... D. TOMBECK.



A LA MÉMOIRE DE MON CAMARADE MARC BLOCK

A MONSIEUR LE PROFESSEUR BRUHAT

Directeur de l'Ecole Normale Supérieure.

Témoignage de profonde reconnaissance.

LA CELLULE PHOTOÉLECTRIQUE EN HAUTE FRÉQUENCE ET SES APPLICATIONS

Par M. PIERRE GRIVET

SOMMAIRE. — Dans ce travail, j'étudie le fonctionnement de la cellule photoélectrique à vide, lorsqu'elle est éclairée par de la lumière modulée à haute fréquence, dans la gamme qui va de 1 à 20 mégacycles.

J'ai d'abord dû construire une source de lumière modulée, d'intensité et de fréquence stables ; j'ai choisi, pour leur simplicité, des ampoules à gaz sans électrode. Ce sont des tubes de Geissler à capillaire étroit (0,5 à 2 mm. de diamètre intérieur) alimentés par un oscillateur HF de 200 watts. Cette puissance est très suffisante lorsque le couplage entre le tube et l'émetteur est correct, car c'est la limite extrême que supporte le capillaire lorsqu'on le refroidit par un courant d'air extérieur. La source est brillante mais sa profondeur de modulation est faible, de l'ordre de 10 o/o, à 15 mégacycles. La stabilité de fréquence est obtenue à 10^{-6} près en pilotant l'oscillateur par un quartz. La constance de l'intensité lumineuse est atteinte à 1 o/o près, en régularisant les tensions d'alimentation de l'oscillateur par un dispositif automatique, à lampes électroniques.

Les courants de haute fréquence donnés par la cellule sont amplifiés par un appareil du type superhétérodyne, avant d'être redressés et mesurés. Deux difficultés expérimentales ont été résolues : assurer un blindage efficace contre les parasites et le rayonnement hertzien de l'émetteur ; et éliminer la dérive de fréquence de l'hétérodyne.

Ce schéma a une propriété très commode pour la mesure des amplitudes : l'amplification est linéaire. Il donne, de plus, une grande sensibilité et un très faible bruit de fond, parce que la bande de fréquence amplifiée est étroite. Ces qualités sont précieuses pour les mesures de phase, qui sont faites par une méthode de zéro utilisant deux cellules branchées en opposition

à l'entrée de l'amplificateur, et un parcours lumineux de longueur variable comme étalon de temps. La précision dépasse 1 0/0 pour l'amplitude et atteint 15 minutes pour la phase. Ces limites permettent d'espérer une amélioration dans la mesure de la vitesse de la lumière en utilisant une source plus profondément modulée que le tube à gaz.

Aux fréquences élevées, la cellule est le siège d'un phénomène nouveau. Les électrons créent un courant dans le circuit extérieur par influence électrostatique ; il en résulte une modification profonde de la caractéristique courant/tension de la cellule, où apparaît un maximum prononcé lorsqu'il y a résonance entre la durée du mouvement de va-et-vient des électrons autour de l'anode et la période de modulation.

J'ai fait la théorie de ce phénomène sur un modèle simplifié. J'ai calculé la durée de parcours des électrons en le représentant par un mouvement obéissant aux lois de Kepler. J'ai donné une démonstration nouvelle de la formule qui exprime l'effet d'influence et l'ai utilisée pour calculer la phase dans le cas d'électrodes cylindriques. La variation de l'amplitude n'a pu être précisée que dans le cas plus schématique d'électrons oscillant entre des électrodes planes. Les formules obtenues représentent cependant, de manière satisfaisante, les variations observées aux alentours de la résonance elles rendent bien compte aussi de la marche du phénomène quand on change la fréquence.

Ayant ainsi précisé les conditions de fidélité des cellules photoélectriques en haute fréquence, j'ai mesuré la profondeur de modulation des sources aux différentes fréquences. La technique a été simplifiée par l'apparition d'amplificateurs nouveaux, les multiplicateurs électroniques, que j'ai utilisés dans un montage original.

La profondeur de modulation présente des variations intéressantes avec la nature du gaz et les raies spectrales observées, mais il est difficile d'en tirer des conclusions sur la durée de vie des états excités des atomes.

L'émission photoélectrique d'électrons apparaît, dans la théorie moderne comme un phénomène instantané, un choc entre un photon et un électron ; et les expériences de Lawrence et Beams ⁽¹⁾ ont montré que sa durée était certainement inférieure à $3 \cdot 10^{-9}$ seconde. Cependant les cellules

(1) LAWRENCE et BEAMS. *Phys. Rev.*, **32** (1928), 478 ; N. R. CAMPBELL. *Nature*, **139** (1937), 330.

photoélectriques ont été peu employées pour étudier les variations rapides d'intensité lumineuse ; leur domaine d'utilisation le plus important est la télévision, où la fréquence de modulation de la lumière ne dépasse pas 2,5 mégacycles.

Jusqu'en 1936, date où fut commencé ce travail, la cellule n'avait été utilisée à des fréquences supérieures qu'en deux occasions : par Bretscher ⁽¹⁾ pour essayer de mettre en évidence une inertie dans l'effet de rotation magnétique ; et par Becker, Haule et Mærks ⁽²⁾ pour déceler la modulation de la lumière par un champ d'ondes ultrasonores stationnaires. Le premier succès marqué date de 1937 lorsque Anderson ⁽³⁾ a pu mesurer la vitesse de la lumière en associant un modulateur à cellules de Kerr à une « cellule accordée ».

C'est pourquoi il m'a paru intéressant d'étudier le comportement des cellules à vide dans le domaine où il était mal connu, et j'ai opéré avec des lumières modulées à des fréquences allant de 1 jusqu'à 20 mégacycles.

Au cours de cette étude, j'ai mis en évidence un phénomène nouveau : l'existence du courant haute fréquence, dans le circuit extérieur, n'est pas liée nécessairement à l'arrivée des électrons sur l'anode. Il peut exister même pour des tensions retardatrices importantes, bien qu'aucun courant continu ne passe alors dans le circuit, aucun électron ne pouvant atteindre l'anode qui se trouve alors à un potentiel négatif. Les corpuscules agissent alors par influence électrostatique, au cours de leur mouvement de va-et-vient au voisinage de l'anode : expulsés de la cathode avec une vitesse de l'ordre de $2,5 \cdot 10^7$ cm./sec., ils commencent toujours par se

⁽¹⁾ BRETSCHER. *Helvetica Physica Acta*, 9 (1936), 42.

⁽²⁾ BECKER, HAULE, MÆRKS. *Physikalische Zeitschrift*, 37 (1936), 414.

⁽³⁾ W. C. ANDERSON. *Phys. Review*, 51 (1937), 596 ; 55 (1939), 1128 ; *Review of Scientific Instruments*, 8 (1937), 239.

rapprocher de l'anode ; mais sous l'effet du champ retardateur, ils retournent bientôt sur la cathode.

Dans la plupart des cellules, ce courant d'influence reste important pour une gamme étendue de tensions accélératrices qui va jusqu'à la tension de saturation. En effet, l'anode est le plus souvent filiforme, pour mieux laisser passer la lumière, et une partie des électrons la manquent et reviennent vers la cathode malgré le champ accélérateur.

L'existence de ce courant modifie profondément l'allure de la caractéristique courant, tension de la cellule en haute fréquence ; un maximum accentué apparaît dans cette courbe ; il est dû à une sorte de résonance lorsque le mouvement de va-et-vient des électrons a pour durée la période de modulation.

J'ai précisé le mécanisme de ce phénomène en faisant la théorie quantitative d'un modèle simplifié de cellule : la caractéristique obtenue rend compte des particularités expérimentales avec une bonne approximation. Il est également possible de calculer la variation de la phase du courant haute fréquence avec la tension d'accélération.

Le courant photoélectrique de haute fréquence est caractérisé par deux grandeurs, son amplitude et sa phase. Pour les mesurer, j'ai construit des amplificateurs, que j'ai étudiés pour atteindre la limite naturelle de l'amplification, « le bruit de fond d'agitation thermique » en gardant une stabilité suffisante. La précision atteint 1 0/0. Pour déterminer la phase, j'ai mis au point une méthode de zéro, avec deux cellules en opposition, qui est sensible à 15 minutes.

Toutes ces mesures sont de nature photométrique, leur qualité ne dépend pas seulement des récepteurs, il faut aussi que la source lumineuse soit constante. Cette condition m'a amené à établir un émetteur de haute fréquence de 200 watts, stabilisé à la fois en fréquence et en amplitude, à la précision indiquée.

Ce poste alimente la source lumineuse modulée, simple-

ment constituée par un tube de Geissler à électrodes extérieures. Mes appareils m'ont permis d'étudier les facteurs qui influencent la modulation dans ces tubes, et leurs relations avec la théorie de Griffith ⁽¹⁾ sur la durée de vie des états excités des atomes.

Ce travail a été effectué dans les anciens et les nouveaux laboratoires de physique de l'Ecole Normale Supérieure. Je remercie bien vivement M. Eugène Bloch, Directeur de laboratoire, pour son accueil si bienveillant. Je suis heureux d'exprimer ma profonde reconnaissance à M. Georges Bruhat qui m'a initié au travail de physique expérimentale et m'a toujours apporté ses encouragements. Le cordial concours que j'ai constamment trouvé auprès de mes camarades et du personnel du laboratoire a beaucoup facilité mon travail.

⁽¹⁾ GRIFFITH. *Proceedings of the Royal Society*, **143** (1934), 588 ; **147** (1934), 547.

Les tubes.

Mon étude a confirmé les résultats des premières expériences de Griffith (cf. p. 50) : la lumière des tubes de Geissler n'est modulée profondément que si le tube émetteur est capillaire. J'ai essayé différents diamètres de 0,5 à 2 mm. ; les modèles définitivement adoptés sont représentés figure 1 *a* et *b*.

Les tubes sont employés dans deux positions :

1° le capillaire étant vu en bout ;

2° le capillaire étant vu de côté.

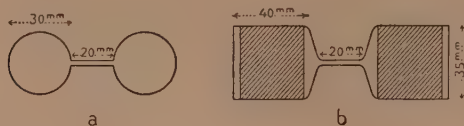


Fig. 1.

Le modèle *a* présente des avantages pour l'observation en bout : la lumière émise à l'intérieur des boules est peu importante et sa modulation moins profonde ne gêne pas.

Le modèle *b* permet une arrivée plus facile du courant sur les surfaces latérales des gros tubes cylindriques, ce qui a de l'importance pour les fréquences de modulation basses. En effet, la paroi de verre forme le diélectrique d'un condensateur dont l'une des armatures est l'électrode extérieure, l'autre le gaz intérieur. Il y a deux de ces condensateurs en série avec le gaz et il faut que leur impédance ne soit pas trop grande vis-à-vis de celle du gaz. Ici, l'épaisseur des

parois étant de 0 mm. 5, la capacité est de l'ordre de 1 000 cm., ce qui donne suivant la fréquence une impédance de :

Mégacycles . . .	1	2	5	10	15	20
Impédance en						
ohms	145	72,5	29	14,5	9,5	7,25

valeurs tout à fait acceptables puisque l'impédance du tube est de l'ordre de 1 000 ohms.

Les électrodes sont formées soit par des bandes de papier d'étain soit par une métallisation au pistolet analogue à celle qui sert de blindage à certaines lampes de T. S. F.

Les tubes sont en pyrex, leur partie fragile est le capillaire dont la paroi est épaisse de 2 à 3 mm. : il a tendance à se briser à l'allumage du tube par suite de l'échauffement rapide, si le verre n'a pas été bien recuit ou si l'allumage n'est pas progressif. En utilisant le mode de préparation décrit au paragraphe suivant, la cuisson qui sert au dégazage recuit efficacement le capillaire et on obtient des tubes qui supportent sans dommage dans l'air calme une puissance de 50 watts et résistent aux allumages brutaux.

Pour une puissance d'une centaine de watts que j'ai employée couramment, il faut refroidir le capillaire par un jet d'air. On ne peut cependant pas dépasser beaucoup 150 watts par ce procédé : la paroi intérieure fond quoique la paroi extérieure reste à la température ambiante, les raies du sodium apparaissent et le canal se bouche rapidement.

La puissance admissible est donc environ celle qui porte la paroi intérieure aux environs de 550° C., elle est environ 150 watts pour les tubes de diamètre intérieur 1 mm. ; 75 watts pour les tubes de diamètre intérieur 0 mm. 5. On ne peut gagner qu'en prenant des capillaires à parois aussi minces que possible. Pour augmenter encore beaucoup la puissance, ce qui est intéressant puisqu'on augmente la brillance, il faudrait construire des tubes en quartz.

Les tubes sont vidés sur l'installation de la figure 2. Ils sont d'abord dégazés : on fait le vide avec la pompe à diffusion de mercure et on chauffe le tube lentement jusqu'à 550°C . dans un four électrique. On maintient cette température pendant quelques heures, puis on refroidit trois ou quatre heures. Durant cette opération, le vide est surveillé à la jauge à ionisation. Cet appareil est du modèle E4M de la Société Française Radioélectrique. Pendant les dernières heures du dégazage, le courant d'ions est de $0,1$ à $0,06\text{ }\mu\text{A}$ pour

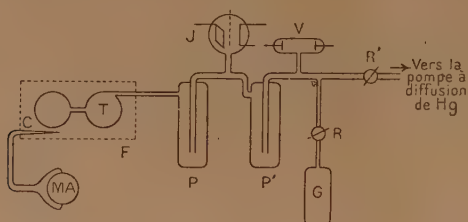


Fig. 2.

10 milliampères d'électrons quand les conditions sont bonnes ; l'ordre de grandeur de la pression correspondante est de $4 \cdot 10^{-3}$ à $24 \cdot 10^{-4}$ barye.

Le tube est ensuite rempli de gaz par l'intermédiaire du robinet R lorsqu'il s'agit d'hélium ou de néon ; l'hydrogène est admis à travers un osmo-régulateur en platine ou en chauffant un petit morceau de gypse ⁽¹⁾ ; le mercure, le sodium, le cadmium sont envoyés par distillation suivant un procédé classique.

Pendant le remplissage, le tube est connecté aux bornes de l'émetteur dans les conditions mêmes où il fonctionnera plus tard. Une cellule photoélectrique à couche d'arrêt permet de lire l'intensité de la lumière émise. Quand on fait varier la pression du gaz, entre le vide et quelques millimètres de mercure, on constate qu'il y a une pression qui

⁽¹⁾ ARNULF et DUNOYER. *Bull. Soc. fr. Phys.*, 272 (1929), 24.

donne une brillance maxima. C'est à cette pression que les tubes à gaz ont tous été remplis ; elle est définie de manière assez précise pour que les tubes ne présentent pas entre eux de différences appréciables pour les propriétés que j'ai étudiées. J'ai repéré l'ordre de grandeur de cette pression d'après la longueur de l'espace obscur de Crookes dans le tube C :

pour He : 1 mm. 5 ; pour Ne : 0 mm. 5 ; pour H : 3 mm. 5.

Pour les tubes à Hg, Cd, Na, certains étaient remplis de néon pour faciliter l'allumage ; d'autres vides, il faut alors les chauffer pour qu'ils s'allument.

Les tubes subissent la décharge pendant une heure environ pour permettre aux parois d'adsorber le gaz, puis les tubes sont scellés. Ainsi préparés, ils ont fonctionné pendant 2 ans sans montrer de variations ni dans leur brillance, ni dans leur facilité à s'allumer : seuls les tubes à hydrogène durcissent à l'usage.

La seule précaution à prendre, à cause des propriétés détectrices des cellules à couche d'arrêt, est de blinder soigneusement cellule et connections pour les protéger de l'influence du conducteur voisin porteur de haut potentiel, haute fréquence.

Caractéristiques électriques des tubes et couplage à l'émetteur. — La puissance en service et la puissance de claquage sont mesurées de la manière suivante. Le courant qui parcourt le tube est mesuré avec un ampèremètre thermique, le voltage aux bornes avec un voltmètre constitué par une résistance au carbone de 100 000 ohms associée à un thermocouple donnant sa déviation totale pour 10 milliampères. Le thermocouple Cambridge était étalonné en courant continu, la résistance de 100 000 ohms mesurée de

même. De nombreux travaux ⁽¹⁾ indiquent que l'impédance des résistances constituées par une mince hélice de graphite sur porcelaine reste constante à 2 o/o près jusqu'à des fréquences de l'ordre de 30 mégacycles. Les mesures de voltage étaient vérifiées d'ailleurs par un deuxième procédé : la tension totale était appliquée à deux condensateurs en série, l'un de 1 000 cm., l'autre de 50 cm., la tension aux bornes de ce dernier, une centaine de volts, était déterminée par un

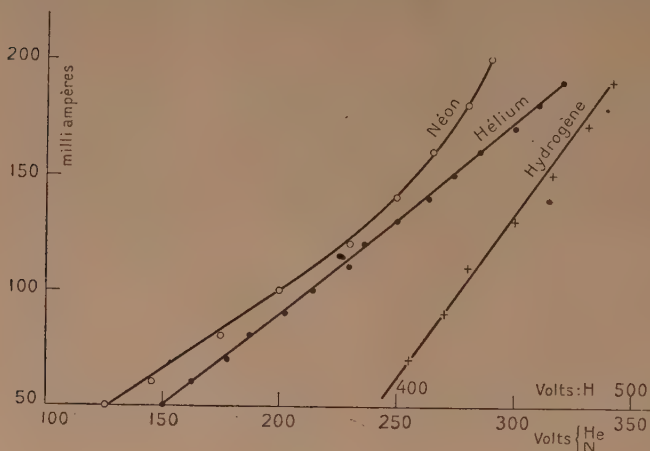


Fig. 3.

voltmètre thermoionique du genre de ceux que je décris p. 36.

On calcule ainsi une limite supérieure de la puissance, soit $W = EI$, puisque la puissance vraie est $W = EI \cos \varphi$, et l'impédance apparente du tube $Z = E/I$. Il est intéressant de connaître cette dernière quantité pour réaliser au mieux le transfert de l'énergie des lampes de l'émetteur au tube : beaucoup d'expérimentateurs ⁽²⁾ ont employé des émetteurs

⁽¹⁾ HARTSHORN. *Wireless Engineer*, v. 15 (1938), 363-368 ; PUCKLE. *Wireless Engineer*, v. 12 (1935), 303.

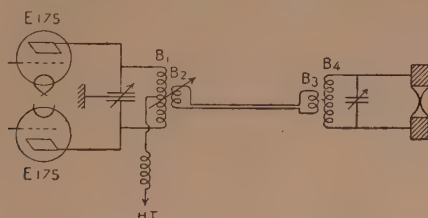
⁽²⁾ SLOAN, THORNTON et JENKINS. *Review of Scientific Instruments*, 6 (1935), 75.

d'une puissance très superflue, parce qu'ils ne s'étaient pas soucié d'assurer le couplage entre l'émetteur et le tube dans les meilleures conditions. C'est pourquoi il faut connaître l'ordre de grandeur de la quantité $r = E/I$. Elle n'est d'ailleurs pas susceptible d'une définition très exacte, puisque le tube ne suit pas la loi d'Ohm, comme le montrent les courbes (fig. 3).

TABLEAU I

	Hélium	1 mm.	Néon	1 mm.	Hydrogène	0,5 mm.	Mercure
							1 mm.
$I_{\max}$	100	190	100	200	90	190	150
E volts.	215	320	200	290	420	490	500
Z ohms	2 150	1 320	2 000	1 450	4 700	2 600	3 400

Les résultats portés au tableau I indiquent, en première approximation, que ces tubes se comportent comme une charge très variable, de 1 000 à 5 000 ohms.

Fig. 4. — B₂ et B₃, 3 ou 4 spires.

Une difficulté supplémentaire vient de l'allumage des tubes : la tension nécessaire est beaucoup plus élevée que la tension de régime, elle atteint 900 à 1 200 volts suivant le gaz et le diamètre du capillaire.

Le schéma de couplage représenté figure 4 donne un allumage facile et permet d'adapter les impédances du tube à la valeur exigée par les lampes de l'étage final, qui sont

deux triodes E 175 de la Société Française Radioélectrique. En faisant varier la position de la bobine mobile B_2 , on règle facilement l'impédance apparente introduite dans le circuit plaque à la valeur convenable puisqu'elle est donnée par la formule ⁽¹⁾ :

$$Z = \frac{(\omega M)^2}{Z_s},$$

M étant le coefficient d'induction mutuelle variable et Z_s l'impédance série, équivalente au circuit du tube branché aux bornes de B_2 .

L'avantage de ce procédé de couplage est que la ligne qui unit B_2 à B_3 présente une basse impédance, elle supporte de gros courants, mais la tension entre les fils est faible : on peut la constituer en fil lumière torsadé, ce qui permet de travailler commodément avec un tube éloigné à quelques mètres de l'émetteur.

(1) Cf. Terman. *Radio Engineering*. Mac Graw Hill (1937), 74.

Emetteur.

J'ai essayé plusieurs montages pour l'émetteur avant d'arriver au schéma 5, dont la complication assez grande s'est révélée nécessaire pour assurer la stabilité de l'émission

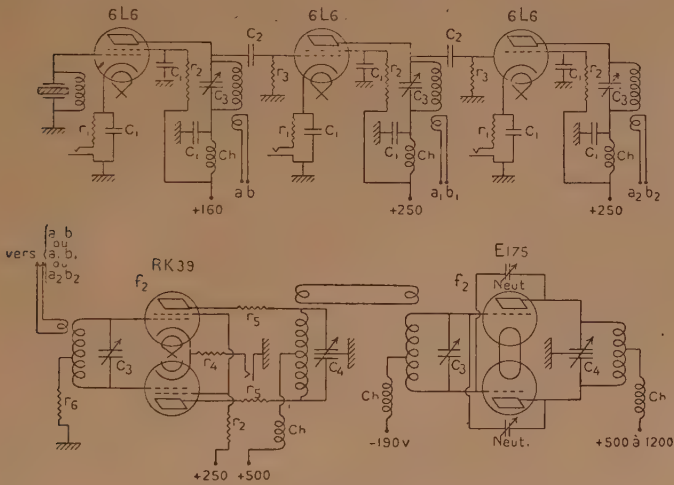


Fig. 5.

$r_1 = 1\,500\ \Omega$
 $r_2 = 10\,000\ \Omega$
 $r_3 = 100\,000\ \Omega$
 $r_4 = 2\,000\ \Omega$
 $r_5 = 50\ \Omega$
 $r_6 = 15\,000\ \Omega$

$C_1 = 1/100\ \mu\text{f}$
 $C_2 = 50\ \mu\mu\text{f}$
 $C_3 = 100\ \mu\mu\text{f}$
 $C_4 = 2 \times 100\ \mu\mu\text{f}$

Ch = bobine de choc

lumineuse, indispensable pour les mesures photométriques à la réception. La stabilité de l'onde émise doit être réalisée à plusieurs points de vue :

1° Constance de l'amplitude ;

2° Constance de la fréquence ;

3° Absence d'harmonique II.

La *première condition* s'impose parce que l'intensité lumineuse dépend directement de l'amplitude de l'onde. Le résultat est acquis à mieux de 1/100 près par l'emploi de montages régulateurs sur les sources d'alimentation que je décrirai p. 18.

La *seconde condition* est imposée par la nature particulière du récepteur : c'est un amplificateur accordé à la fréquence N de la composante fondamentale de la modulation de la lumière. La fréquence de l'émetteur est alors $N/2$ car la lumière suit les oscillations de la valeur absolue du courant sans être sensible à son sens. L'amplificateur accordé est très sélectif, la bande de fréquence pour laquelle l'amplification reste constante est $N \pm 500$. Il faut donc empêcher toute fluctuation de N au delà de ces limites sinon on causera des variations parasites du courant de sortie de l'amplificateur, qui ne représentera plus fidèlement l'intensité lumineuse tombant sur la cellule.

La précision correspondante sur $N/2 : \pm 250$ périodes est assurée facilement par l'emploi d'un étage pilote à quartz piézo-électrique. Les quartz employés sont taillés suivant la coupe AT qui possède un très faible coefficient de température ⁽¹⁾ : sans thermostat, la constance de la fréquence est obtenue à 10^{-6} près pour les variations ordinaires de la température ambiante ; à la fréquence maxima utilisée de 30 mégacycles, les variations ne dépassent pas ± 30 cycles. La puissance fournie par le pilote ne peut pas dépasser 5 watts, ce qui est insuffisant pour assurer l'excitation des grilles des lampes finales E 175 et rend nécessaire la présence d'un étage intermédiaire à lampes RK39. Les deux étages supplémentaires II et III sont utilisés chacun comme doubleur ou tripleur de fréquence ⁽¹⁾ ; ils permettent de

⁽¹⁾ SCHEIBE. *Piezoelektrizitäts des Quarzes*. Steinkopf, Leipzig (1938), 136 ; JONES. *Radio Handbook* (1937), 215.

réduire le nombre des quartz en obtenant, sans perte de puissance, les fréquences $2N$, $3N$, $4N$, $6N$, $9N$ à partir d'un seul cristal.

Suppression de l'harmonique II. — Le récepteur est accordé sur la fréquence N alors que l'émetteur produit la fréquence $N/2$, et en principe, il ne devrait pas y avoir d'interaction possible par ondes hertziennes. En pratique, l'onde émise n'est pas pure et contient toujours une fraction de premier harmonique de fréquence N . Pour empêcher l'action hertzienne de cet harmonique, j'ai employé deux moyens :

1° J'ai enfermé l'émetteur et le récepteur dans des boîtes métalliques en zinc. Ces blindages se sont montrés très efficaces à condition que les boîtes soient soudées et que leurs couvercles recouvrent largement les parois du corps principal. De plus, les fils d'alimentation de l'émetteur ne pénètrent dans le blindage qu'après avoir traversé des filtres formés par une self de choc et deux condensateurs, suivant le schéma, disposés dans une boîte métallique auxiliaire vissée sur la principale. On évite ainsi que la haute fréquence ne gagne finalement les canalisations électriques du secteur.

2° J'ai diminué la production de l'harmonique II en groupant les lampes suivant le montage symétrique. Ce schéma supprime en théorie l'harmonique II et apporte pratiquement une très grosse amélioration ⁽¹⁾.

Ces deux procédés suppriment l'action de l'harmonique II : on ne note aucune déviation mesurable du récepteur à la mise en marche et à l'arrêt de l'émetteur. Cette vérification est probante avec le récepteur du type superhétérodyne dont la sensibilité reste constante et grande, même pour les signaux de très faible amplitude.

(1) TERMAN. *Radio Eng.*, 306.

Alimentations stabilisées. — 1° *Filaments.* — Tous les filaments de l'émetteur de la figure 5 sont du type à oxyde. Ils possèdent une grande inertie calorifique (temps de chauffage de l'ordre de 30 secondes) et il est possible de les chauffer en alternatif de 50 périodes sans que se manifeste aucune fluctuation perceptible à la fréquence 100. Avec les lampes à filaments de tungstène, au contraire (type E4M), dont je m'étais servi au début les fluctuations étaient gênantes et il fallait alimenter les filaments en courant continu.

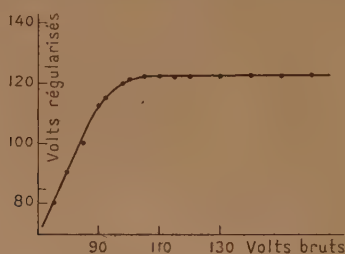


Fig. 6.

Les variations rapides, jusqu'à quelques secondes, de l'intensité moyenne du secteur sont aussi absorbées, il ne reste que les variations lentes; je les ai réduites au 1/10 en utilisant un régulateur à saturation du fer « Raythéon » entre le secteur et le transformateur abaisseur de tension. La courbe caractéristique de cet appareil relevée en charge est représentée figure 6.

2° *Tensions plaques et polarisations grilles.* — Ces tensions sont fournies par des redresseurs hexaphasés à valve au mercure (type RCA 866 et 866 A). L'ondulation de la tension redressée a une composante fondamentale à 300 périodes dont le filtrage est aisé au moyen de deux cellules en π ($L_1 = L_2 = 15$ Henrys en charge; $C_1 = C_2 = 16$ μ farads pour 600 volts et 4 μ farads pour 1 500 volts).

Les fluctuations lentes du secteur se retrouvent sur la ten-

sion redressée, donc sur l'amplitude de l'onde. Le filtre a une constante de temps de l'ordre de 1 seconde et ne suffit pas à les absorber. Aussi ai-je dû employer les régulateurs à lampes représentés figure 7. Ce genre de régulateurs ⁽¹⁾ a été créé pour stabiliser la tension d'alimentation des compteurs de rayons cosmiques, mais il n'y a aucune difficulté à les adapter à des puissances de 500 watts environ. Le rhéostat automatique est formé par l'espace filament-plaque d'une

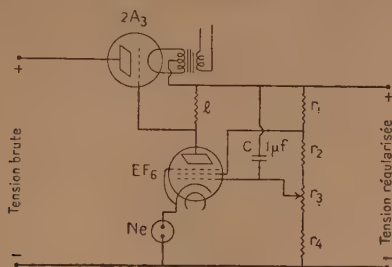


Fig. 7.

N_e lampe Stabilovolt	$l = 500\ 000\ \omega$
pour 1 000 v. $r_1 = 300\ 000$	$r_3 = 50\ 000$
$r_2 = 30\ 000$	$r_4 = 100\ 000$

lampe 2A3. Les variations de la tension régulisée sont amplifiées par une lampe EF6 et agissent alors sur la grille de la lampe 2A3 ; elles modifient la résistance interne de cette lampe de manière à compenser les variations qui leur ont donné naissance. Par ce procédé, on n'annule pas complètement les variations, mais on les divise par un nombre très grand, de l'ordre de 1 000 à 2 000, ce qui suffit pratiquement. On peut évaluer facilement ce facteur sur le schéma simplifié 8 : on a supposé que l'écran de la lampe EF6 est alimenté par une batterie séparée ; de même, la tension étalon à laquelle on compare la tension régulisée est fournie par une pile e .

(¹) HUNT et HICKMANS. *Rev. of Scientific Instr.*, 10 (1939), 6 ;
NEHER et PICKERING. *Rev. of Scientific Instr.*, 10 (1939), 53.

Soit E_0 la tension brute fournie par le redresseur, E la tension stabilisée. La tension appliquée à la grille de la lampe EF6 est la différence entre la tension au curseur du potentiomètre r , R et la tension étalon e , c'est u_2 :

$$u_2 = \frac{r}{R+r} E - e = E/m - e \quad \text{en posant } m = \frac{R+r}{r}.$$

Nous schématisons les lampes par leurs caractéristiques idéales, celle de la pentode EF6 donnée pour le courant plaque j_2 :

$$j_2 = S_2 u_2 + B = S_2 \left(\frac{E}{m} - e \right) + B$$

S_2 étant la pente, B une constante.

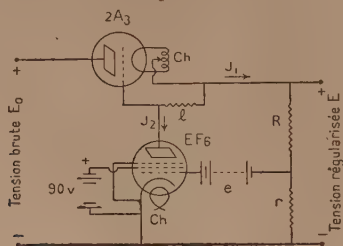


Fig. 8.

Le courant j_2 , passant dans la résistance de liaison l crée la chute de tension u_1 , appliquée sur la grille de la lampe 2A3 :

$$u_1 = l j_2 = l S_2 \left(\frac{E}{m} - e \right) + l B$$

cette lampe, de résistance interne ρ_1 , de coefficient d'amplification K_1 , est parcourue par le courant utile j_1 , et sa tension plaque est $v = E_0 - E$ d'où :

$$\rho_1 j_1 = v + K_1 u_1 + A = E_0 - E + K_1 u_1 + A.$$

Eliminant u_1 , il vient :

$$\rho_1 j_1 = E_0 - E + K_1 l S_2 \left(\frac{E}{m} - e \right) + K_1 l B + A$$

d'où, lS_2/m étant grand devant 1 :

$$E = me + \frac{m}{K_1 l S_2} (\rho_1 j_1 - E_0 - K_1 l B + A).$$

On voit sur cette équation que la tension régularisée a la même stabilité que la tension aux bornes de la source de comparaison qui ne débite rien. L'influence des fluctuations de E_0 est négligeable si le facteur $\frac{K_1 S_2 l}{m}$ est assez grand.

Ici, on a :

$$K_1 = 5; \quad l = 500\,000; \quad S_2 = 2 \cdot 10^{-3}; \quad m = 5; \quad \frac{K_1 S_2 l}{m} = 1\,000.$$

De plus, l'action des variations de la charge est très atténuée, puisque le coefficient de j_1 est faible aussi :

$$\frac{m}{K_1 S_2 l} \rho_1 = 0,8 \text{ ohm.}$$

La source ainsi constituée ressemble à une batterie d'accumulateurs : elle a une tension très constante et une faible résistance interne.

Lorsqu'on met plusieurs lampes 2A3 en parallèle, pour augmenter la valeur du courant d'utilisation admissible, on diminue la résistance interne de la source, mais le facteur de régulation en tension reste le même, car le coefficient d'amplification des lampes en parallèle reste égal à celui d'une lampe seule.

Il faut prendre les résistances A et B en fil de même nature pour que le rapport $A/A + B$ ne dépende pas de la température. La constance de la tension ne dépend plus alors que de celle de la pile étalon e . Il faut remarquer que dans cette tension est incluse la différence de potentiel de contact grille-cathode de la lampe EF6. C'est le seul élément incontrôlable du montage, mais sa valeur absolue est faible : 0,1 volt au maximum et ses variations dans le temps sont encore plus faibles et en tous cas très lentes; elles ne gênent pas dans les expériences.

Ces conclusions sont encore valables pour le montage de la figure 7 où la pile de comparaison est remplacée par une lampe « Stabilovolt », plus commode. La chute de tension

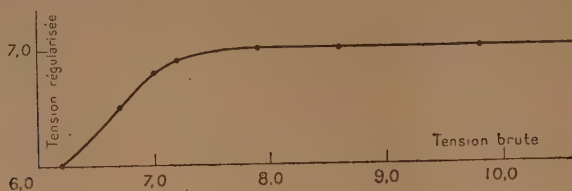


Fig. 9.

aux bornes de cette lampe est suffisamment indépendante de l'intensité qui la traverse pour qu'on ait une bonne régulation. La courbe de la figure 9 est relative aux essais de la lampe, les types 4687 Philips; 287 LMT; 75 LMT, donnent des résultats équivalents. Chaque lampe 2A3 peut dissiper

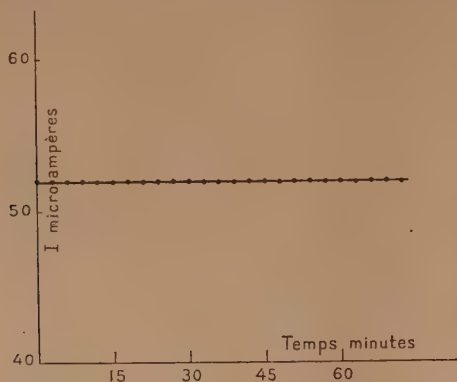


Fig. 10.

20 watts et régulariser 200 watts si on admet que les fluctuations de la puissance ne dépassent pas 10 0/0. Avec 3 lampes en parallèle, on a une large marge de sécurité pour l'alimentation de l'émetteur qui consomme 250 watts au maximum.

Enfin, la présence du condensateur C donne un facteur de régulation très élevé pour les variations rapides de E_0 . Cette propriété s'applique en particulier aux ondulations de 300 périodes qui auraient traversé le filtre ordinaire. Le régulateur se comporte comme un filtre supplémentaire très efficace. C'est intéressant ici, car le récepteur contient un amplificateur basse fréquence et toute modulation BF de la lumière se traduirait par un bruit de fond. Avec cette installation, il n'en est rien, comme il est aisé de vérifier en branchant un écouteur à la sortie du récepteur.

Résultats. — Le résultat final est traduit par la courbe 10 qui représente l'intensité lumineuse donnée par le tube pendant 1 heure. Cette mesure a été faite à l'aide d'une cellule à couche d'arrêt.

Récepteur.

I. — Nature de la lumière.

On peut représenter l'intensité de la lumière émise par le tube alimenté en haute fréquence par la courbe (fig. 11). Si I est la brillance du tube, i l'intensité du courant, on a :

$$I = f(|i|)$$

avec $i = i_0 \sin 2\pi \frac{N}{2} t$ on pourra développer I en série de Fourier et on aura $I = I_0 + I_1 \sin(2\pi Nt - \varphi_1)$.

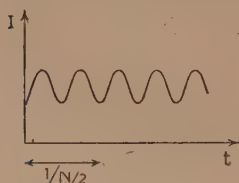


Fig. 11. — $N/2$,
fréquence de l'émetteur.

Le premier terme du développement est à la fréquence N pour une excitation à fréquence $N/2$ parce que l'intensité lumineuse ne dépend pas du sens du courant.

Nous verrons (p. 50) que les quantités I_1/I_0 et φ_1 sont calculables et que leur mesure permet de déterminer les caractéristiques intéressantes du gaz lumineux.

La mesure du coefficient I_0 est facile avec une cellule photoélectrique et un galvanomètre.

Pour mesurer I_1 et φ_1 , que j'appellerai l'amplitude et la phase de la lumière, j'ai employé la cellule photoélectrique à vide dans deux montages nouveaux que je vais décrire.

II. — Mesure de l'amplitude : la cellule accordée.

1° AMPLIFICATION ET BRUIT DE FOND. — Aucune inertie dans l'émission photoélectrique de la cellule photoélectrique n'a encore pu être mise en évidence. Ce genre de cellule semble donc bien adapté à la traduction électrique d'oscillations rapides de l'intensité lumineuse. Mais les courants alternatifs ainsi créés sont d'un ordre de grandeur galvanométrique et il n'est possible de les mesurer qu'après les avoir amplifiés.

Le courant photoélectrique passe dans une impédance Z et crée à ses bornes une différence de potentiel $e = Zi$ qui agit sur la grille de la lampe d'entrée d'un amplificateur de gain g . A la sortie, on recueille la tension $E = ge$ assez grande pour être redressée, par une valve, avec un bon rendement λ . On obtient ainsi une tension continue $E' = \lambda E$ qu'il est facile de mesurer avec un voltmètre. On passe du courant photoélectrique à la tension continue finale en trois étapes qu'on peut symboliser par trois égalités :

Liaison	$e = Zi$
Amplification	$E = ge$
Redressement	$E' = \lambda E$

Le résultat est : $E' = \lambda g Zi$.

Le rendement du redressement n'est bon et la troisième équation n'est valable que si E atteint 1 volt. Le produit Zg doit être assez grand pour que cette tension de sortie corresponde au courant photoélectrique minimum décelable.

La sensibilité ultime est en tous cas limitée par l'existence, à l'entrée de l'amplificateur, de fluctuations browniennes de potentiel qui ont trois causes principales :

a) Les fluctuations du courant photoélectrique, dues aux irrégularités dans l'émission des photoélectrons par la couche sensible de la cellule; ces variations, ayant la même origine

que le courant utile, sont amplifiées comme lui, quel que soit le mode de couplage et d'amplification. La méthode utilisée à ce sujet n'a aucune influence sur le rapport signal sur bruit de fond.

b) *Les fluctuations thermiques de tension aux bornes de l'impédance d'entrée.* — La tension, mesurée à la sortie de l'amplificateur, dépend de la largeur de la bande de fréquence amplifiée et de la résistance de l'impédance d'entrée, suivant la formule de Nyquist (1) :

$$V^2 = KTR\Delta F.$$

La gêne apportée dans les mesures est donc proportionnelle à la racine carrée de la largeur de la bande passante ; on la réduit en prenant un amplificateur très sélectif, mais on est limité dans cette voie par des questions de stabilité comme nous l'exposerons plus loin.

D'autre part, l'effet est proportionnel à $\sqrt{R}$, la tension utile, au contraire de la forme Ri , est pour un courant donné, proportionnelle à R . On augmente donc le rapport signal/bruit de fond en même temps que R , il est avantageux d'avoir la résistance d'entrée maximum.

c) *Les fluctuations dans l'émission électronique de la cathode de la première lampe de l'amplificateur (effet Schottky).* — La grandeur des tensions ainsi produites est la même que celle qu'on observerait aux bornes d'une résistance, dont la valeur est caractéristique de la lampe. La « résistance équivalente » pour les lampes employées, pentode 954 RCA est d'environ 8 000 ohms.

On a donc grand intérêt à réaliser une impédance d'entrée beaucoup plus grande pour que l'effet Schottky devienne négligeable ; on y parvient en utilisant une liaison par circuit accordé.

(1) BEDEAU. *Le bruit de fond*. Librairie Hermann (1937), 18.

2^o IMPÉDANCE DE LIAISON. — La liaison à résistance, en usage pour les basses fréquences (fig. 12, a), cesse de donner satisfaction à partir de 20 000 périodes; la résistance de liaison est shuntée par la capacité parasite, par rapport à la terre, de l'électrode de la cellule C, de la grille de la première lampe et de leurs connexions. Cette capacité est, au minimum, de l'ordre de 10 cm. et son impédance en fonction de la fréquence est donnée par le tableau suivant :

Mégacycles.	0,5	1	5	10	15	20
Ohms . .	29 000	14 500	2 900	1 450	950	725

Aux fréquences qui nous intéressent (5 à 30 mégacycles), l'impédance devient très faible et le système ne transfère plus d'énergie de la cellule à l'amplificateur.

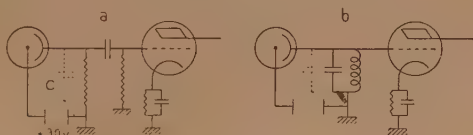


Fig. 12.

Pour avoir une impédance de liaison suffisante, j'ai remplacé la résistance par un circuit oscillant (fig. 12, b) : à la résonance, la self de ce circuit neutralise la capacité parasite dont la grandeur n'a plus qu'une importance secondaire ; on peut ajouter en parallèle une capacité réglable pour accorder commodément le circuit sur la fréquence de modulation de la lumière.

L'impédance n'est importante que pour la seule fréquence sur laquelle le circuit est accordé et pour les fréquences très voisines à l'intérieur d'une bande de quelques kilocycles de largeur. Pour toutes les autres fréquences, l'impédance a une valeur négligeable. Quand le circuit est parcouru par un courant photoélectrique de la forme :

$$i = i_0 + i_1 \sin 4\pi \frac{N}{2} t + i_2 \sin 4\pi \frac{N}{2} t + \dots$$

et qu'on l'accorde sur une des composantes, i_1 par exemple, il ne transmet que cette composante; les autres, de fréquences trop différentes sont arrêtées.

La résistance interne de la cellule étant dans tous les cas beaucoup plus grande que l'impédance de liaison, la différence de potentiel aux bornes de celle-ci est, pour une lumière donnée : $e = Zi$. A cause de la sélectivité, cette expression se réduit à :

$$e = Zi_1$$

quand on accorde sur le premier harmonique. On mesure ainsi i_1 seulement.

A l'accord, le circuit résonant se comporte comme une résistance de l'ordre de 100 000 ohms dans la gamme de 5 à 30 mégacycles. Les grandes valeurs sont d'autant plus difficiles à atteindre que la fréquence est plus grande. Leur grandeur dépend de la manière dont on construit la self et de la valeur de la capacité d'accord, comme le montre la formule :

$$R = \frac{L}{rC} = QL\omega \quad \left\{ \begin{array}{l} L \text{ self, } r \text{ résistance de la self} \\ C \text{ capacité} \\ \omega \text{ pulsation de résonance} \end{array} \right.$$

Les études faites en radioélectricité ⁽¹⁾ ont en effet mis en lumière qu'on pouvait, dans toute la gamme, atteindre la valeur de 350 pour le premier facteur Q à condition de prendre les précautions suivantes dans la construction de la bobine :

— proportionner la longueur, le diamètre de la bobine et le diamètre du fil pour réduire le plus possible la résistance haute fréquence du conducteur due à l'effet de « peau ». A ce point de vue, je me suis guidé sur les résultats des auteurs anglais;

⁽¹⁾ POLIACK. *Electrical Eng.* [9], 56 (1937), 1169 ; MICHEL. *Gen. Electric. Rev.* [10], 40 (1937), 476.

— employer des isolants à faible perte pour le mandrin ; j'ai utilisé le polystyrène ;

— prendre des blindages spacieux dont les parois soient éloignées de la bobine (de 3 fois son diamètre dans ma construction).

Le facteur Q étant rendu maximum, il faut, à la fréquence considérée, constituer le circuit avec le plus de self et le moins de capacité possible d'après la formule $R = QL\omega$.

Je donne ci-dessous un exemple des valeurs de R que j'ai mesurées en associant aux bobines une capacité d'environ

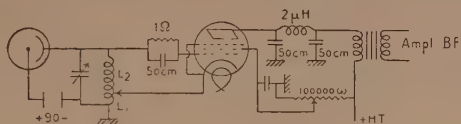


Fig. 13.

25 cm. La méthode de mesure est décrite page 38 et les résultats confirment les données des deux articles cités :

N	15 MC	8,91 MC	6,15 MC
R	56 000 ohms	71 500 ohms	156 000 ohms

3° AMPLIFICATEUR N° 1. — *Réaction*. — On est encore loin de l'ordre de grandeur des résistances utilisées en basse fréquence. Dans mes premiers essais, j'ai tenté de me rapprocher de ces conditions en employant pour la lampe d'entrée le montage à réaction (amplificateur n° 1) de la figure 13 : une partie de l'énergie amplifiée par la lampe est reportée sur la grille par la fraction L_2 de la bobine. La grandeur de cette réaction est déterminée par le rapport des nombres de tours de L_1 et L_2 qui est fixe et par la tension écran de la lampe qu'on peut régler au moyen de la résistance variable R . On sait ⁽¹⁾ que ce montage est équivalent à celui de la

⁽¹⁾ Terman. *Loc. cit.*, 454.

figure 12, *b* et que tout se passe comme si le circuit résonant avait une résistance apparente qui est fonction croissante du taux de réaction et qui tend vers l'infini quand on atteint la limite d'accrochage des oscillations. On atteint facilement des résistances de quelques dizaines de mégohms, mais ces valeurs comme le facteur de réaction dépendent des tensions d'alimentation et ne sont pas assez stables pour permettre des mesures précises. Néanmoins, le montage est intéressant pour sa sensibilité et sa simplicité : avec une seule lampe et un téléphone, on peut déceler nettement la modulation de la lumière.

4° AMPLIFICATION ET REDRESSEMENT : AMPLIFICATEURS N° 2 ET N° 3. — Les tensions amplifiées sont redressées par une

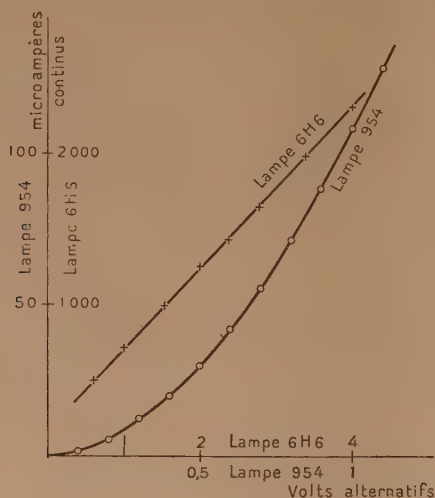


Fig. 14.

diode 6H6 ou une lampe 954 détectant par courbure de la caractéristique plaque. Les caractéristiques de ces deux détecteurs sont représentées figure 14, et on y voit les deux régions classiques : au-dessous de 0,5 volt la détection est parabolique, la tension redressée est proportionnelle au carré de la

tension incidente ; au delà de 1 volt, la détection est linéaire, la tension redressée est égale à la valeur efficace de la tension incidente. C'est dans ce domaine que j'ai cherché à me placer pour que les lectures à la sortie du récepteur soient proportionnelles au flux lumineux incident. Le courant photoélectrique minimum décelable est fixé, comme nous l'avons vu, à la valeur $i = 10^{-11}$ à cause des fluctuations browniennes. L'impédance d'entrée étant de l'ordre de 100 000 ohms au maximum, le gain de l'amplificateur doit être de $5 \cdot 10^5$.

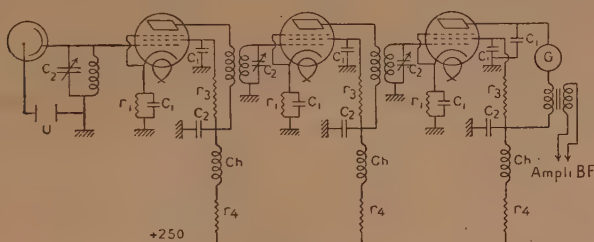


Fig. 15.

$$r_1 = 400 \, \Omega$$

$$r_2 = 20 \, 000 \, \Omega$$

$$r_3 = 250 \, 000 \, \Omega$$

$$r_4 = 10 \, 000 \, \Omega$$

$$C_1 = 1/100 \, \mu\text{f}$$

$$C_2 = 25 \, \mu\mu\text{f}$$

Les lampes pentodes modernes, telle la lampe 954 RCA permettent d'amplifier commodément les tensions dans la gamme de fréquence 5-30 mégacycles. Chaque étage est relié au suivant par un circuit accordé analogue à celui qui sert à la liaison entre la cellule et la première lampe, et la pente de la lampe étant 1,4 mA par volt, le gain en volts atteint facilement 50 par étage et ne dépasse pas 100. Il n'y a pas de difficulté à faire fonctionner 2 étages à la suite, mais il serait délicat de monter 3 étages successifs à cause des possibilités d'accrochage créées par l'emploi d'une batterie commune pour alimenter les plaques des lampes. L'amplification directe, réalisable facilement est donc limitée à 10^4 environ. Elle est insuffisante, du point de vue du paragraphe précé-

dent, l'amplificateur total n'étant plus linéaire pour des courants inférieurs à $5 \cdot 10^{-10}$ ampère. Cette limite est d'ailleurs difficilement accessible, comme j'ai pu le vérifier sur le schéma de la figure 15 que j'ai réalisé (amplificateur n° 2) et où la limite était $2 \cdot 10^{-9}$ en moyenne.

Pour augmenter l'amplification, il faut faire appel à la méthode dite « superhétérodyne » dont je résume le principe.

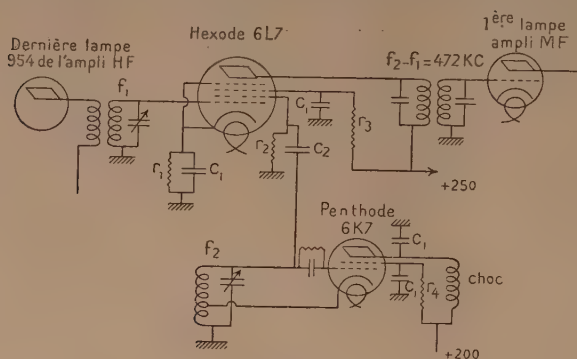


Fig. 16.

$$r_1 = 500 \, \omega$$

$$r_2 = 50 \, 000 \, \omega$$

$$r_3 = 50 \, 000 \, \omega$$

$$r_4 = 100 \, 000 \, \omega$$

$$C_1 = 1/100 \, \mu f$$

$$C_2 = 50 \, \mu f$$

On conserve les deux étages d'amplification à la fréquence N , mais à leur suite, on fait une première détection hétérodyne : dans une lampe 6L7 (fig. 16) la tension à la fréquence N est composée avec une tension à la fréquence N' produite par un oscillateur local et l'on recueille dans le circuit plaque une tension de battement à la fréquence $N - N'$. On profite des trois avantages suivants :

1° La transformation est linéaire⁽¹⁾. La tension $E_{N-N'}$ est proportionnelle à la tension E_N quelque petite qu'elle soit.

⁽¹⁾ STRUTT. *Moderne Mehrgitterelektronenröhre*. Springer, 2 (1938), 132.

2° On choisit N' de manière à ce que l'amplification soit facile pour la fréquence $N - N'$. $N - N'$ (472 kilocycles) et N ayant des valeurs très différentes, les deux amplificateurs accordés à ces fréquences sont sans interaction ; les risques d'accrochage pour chacun d'eux ne sont pas augmentés par la présence de l'autre.

Le gain de l'étage détecteur est de l'ordre de 60, celui de l'amplificateur intermédiaire 200. On arrive facilement pour l'ensemble haute fréquence-détecteur hétérodyne-moyenne fréquence à un gain de 10^6 sans pousser chaque étage à son amplification maxima.

3° L'amplificateur intermédiaire peut facilement être rendu très sélectif. Une valeur courante de la largeur de la bande passante est deux kilocycles ; on l'obtient grâce à l'emploi de bobines à noyaux de fer pulvérisé dont les pertes sont minima pour la fréquence choisie de 472 kilocycles. Cette étroitesse de la bande passante réduit l'effet du bruit de fond à la valeur de 0,5 microvolts, dans le cas moyen où l'impédance d'entrée est 50 000 ohms.

Mais en contre-partie, on introduit une cause de fluctuation lente de l'amplification : l'amplificateur à fréquence intermédiaire étant très sélectif, son amplification n'est constante que si $N - N'$ est fixe, donc si N et N' sont fixes séparément. Les fluctuations de N sont négligeables puisque l'émetteur est piloté par quartz. Mais N' est la fréquence d'un oscillateur à lampes ordinaire, il serait possible de la stabiliser aussi par un quartz mais ce quartz devrait être taillé à la fréquence $N + 472$ kilocycles, à une dizaine de cycles près, ce qui est possible mais coûteux. Je n'ai pas eu besoin de recourir à cette solution, il m'a suffi de prendre pour l'oscillateur local les précautions suivantes :

1° Le schéma employé est du type « electron coupled » ⁽¹⁾ pour lequel la fréquence d'oscillation est peu sensible aux

(1) Terman. *Loc. cit.*, 360.

variations de tension plaque, écran et filament ⁽¹⁾. Les tensions d'alimentation sont fournies par des batteries d'accumulateurs de capacité surabondante et leur constance est très largement suffisante.

2° L'appareil est mis en fonctionnement une demi-heure avant de servir aux mesures pour que la lampe oscillatrice prenne sa température d'équilibre. Dans la période d'échauffement, les dimensions géométriques de la lampe varient suffisamment pour que les changements de capacité, entre les électrodes, qui en résultent causent une dérive de fréquence importante. Au bout d'une demi-heure, l'équilibre thermique est atteint et cette cause d'instabilité a disparu ⁽²⁾.

3° Chaque étage amplificateur est contenu dans une boîte de blindage en laiton, l'ensemble est enfermé dans une boîte de blindage en aluminium. L'inertie thermique de l'ensemble est grande et la température ne monte qu'en plusieurs heures sous l'effet de la chaleur dégagée par les lampes et les résistances. Il serait trop long d'attendre que l'équilibre soit établi ; d'autre part, la dérive produite par la dilatation progressive du condensateur et de la self du circuit oscillant est très importante ⁽³⁾. Je l'ai supprimée en enfermant le circuit oscillant dans un thermostat sommaire formé par deux boîtes métalliques concentriques séparées par deux parois en bois de 1 cm. Ces boîtes sont à l'extérieur du blindage de l'étage et en sont isolées thermiquement ; elles sont à l'intérieur du carter général en aluminium dans lequel sont percés des trous pour assurer une circulation d'air à la température ambiante.

La constance de la fréquence a été vérifiée en faisant battre la fréquence $N - N'$ de l'amplificateur intermédiaire avec

(1) DOW. PIRE. *A recent development in vacuum tubes oscillators*, 19 (1931), 2095 ; THOMAS et APPLETON. *Theory and Design of valve oscillators*, Chapman et Hall (1939), 204.

(2) STRUTT. *Loc. cit.*, 132.

(3) THOMAS et APPLETON. *Loc. cit.*, 103.

une onde de 472 kilocycles stabilisée par un quartz ; la dérive ne dépasse pas 50 périodes en un quart d'heure, ce qui est négligeable devant la largeur de bande de l'amplificateur, pour des séries de mesures durant 10 minutes.

Mesure des tensions détectées. — a) Un voltmètre formé par un microampèremètre (30 microampères) associé à des résistances comprises entre 10 000 ohms et 1 mégohm est très commode pour mesurer les tensions redressées de 0,5 à 60 volts fournies par la diode 6H6 du montage définitif. La résistance du voltmètre doit seulement être assez grande pour ne pas amortir sensiblement le dernier circuit accordé aux

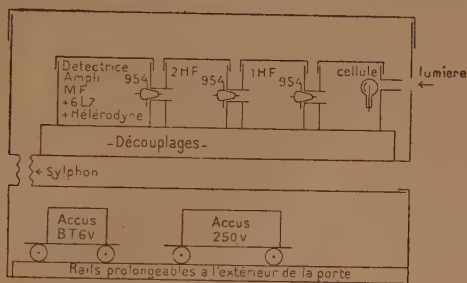


Fig. 17.

bornes duquel elle est branchée, sinon l'amplification et la sélectivité de cet étage seraient diminuées.

b) Dans les deux montages d'essai où l'amplification HF était insuffisante, il aurait fallu employer un galvanomètre. J'ai trouvé plus pratique d'imprimer à la lumière une modulation basse fréquence à 500 périodes par seconde, au moyen d'un disque à trous entraîné par un moteur synchrone. On peut alors employer après la lampe détectrice un voltmètre alternatif composé d'un amplificateur BF à deux étages débitant sur un voltmètre industriel à redresseur cuproxyde. Cet ensemble est très robuste ; de plus, l'amplificateur est sélectif, sa bande passante est étroite (5 cycles) ce qui réduit considérablement le bruit de fond.

Blindage. — L'amplificateur est protégé contre les parasites du laboratoire et contre l'onde hertzienne de l'émetteur par un double blindage dont le modèle définitif est ainsi constitué (fig. 17). Chaque étage est dans une boîte en laiton de 15/10 mm. d'épaisseur, ces boîtes sont fixées sur un châssis en aluminium qui contient les câbles d'alimentation et les éléments de découplage ; cet ensemble est placé dans un carter en aluminium de 20/10 mm. d'épaisseur. Les accumulateurs et les microampèremètres de mesure sont aussi enfermés dans des boîtes métalliques et reliés à l'amplificateur par des fils sous tubes. Ce procédé est très efficace à condition que les boîtes soient soudées et que leur couvercle les recouvre sur une profondeur d'au moins 2 cm.

III. — Mesure de l'amplitude avec le multiplicateur à électrons.

L'appareil précédent convient bien pour mesurer en valeur relative l'amplitude à fréquence constante ; mais deux sortes de déterminations restent difficiles :

1° la mesure absolue du taux de modulation de la lumière ;

2° la comparaison des amplitudes de modulation à deux fréquences différentes.

Dans ces deux cas, il faut mesurer l'amplification en volts de l'appareil et l'impédance d'entrée, ce qui permet de connaître le courant photoélectrique à partir de la tension de sortie. La mesure de l'amplification est délicate : on opère en appliquant à l'entrée une différence de potentiel de grandeur connue et faible, et la difficulté est de réaliser un affaiblisseur calculable pour produire les quelques microvolts nécessaires à partir du courant de plusieurs millis qui est seul mesurable au couple thermoélectrique. L'impédance d'entrée s'obtient plus facilement à partir du tracé de la courbe de résonance du circuit.

L'emploi d'une cellule à amplification par électrons secondaires permet de faire les déterminations précédentes à l'aide de la seule mesure d'impédance. Dans ces cellules, les électrons photoélectriques primaires sont accélérés par une différence de potentiel d'une centaine de volts; ils bombarbent une cible à forte émission secondaire d'où ils expulsent un nombre environ cinq fois plus grand d'électrons qui peuvent subir à leur tour la même amplification sur une deuxième cible et ainsi de suite; le nombre d'étages successifs peut atteindre 11. J'ai employé trois sortes de cellules :

Cellule C_1 Farnsworth, 6 étages, focalisation électrostatique;

Cellule C_2 Farnsworth, 11 étages, focalisation électrostatique;

Cellule C_3 SFR, 11 étages, focalisation magnétique.

Dans la cellule C_3 , les électrons sont guidés d'une cible à l'autre par un champ magnétique, l'avantage est que les distances sont courtes (2 cm.) et le temps de transit des électrons brefs. Dans les appareils C_2 et C_1 , la forme particulière donnée aux électrodes rend le champ magnétique inutile, l'appareil est plus simple et plus stable.

L'amplification par électrons secondaires présente un avantage essentiel :

Une inertie négligeable dans la gamme de fréquence utilisée (30 mégacycles). La durée du processus d'émission secondaire n'est pas mesurable actuellement et le temps de transit des électrons n'intervient pas dans l'amplification. Son influence ne se manifeste que dans le dernier étage où les électrons sont tous de classe A (cf. p. 62); avec 150 volts de tension et 2 cm. d'espacement, il est inférieur à 10^{-8} seconde et ne joue aucun rôle. L'appareil amplifie de la même manière le courant photoélectrique constant correspondant à la lumière ordinaire et le courant rapidement variable correspondant à la lumière modulée : le facteur d'amplification reste constant de 0 cycle à 30 mégacycles.

L'amplification réalisée par multiplication seule est inférieure à celle d'un amplificateur à lampes, et à une fréquence donnée, la gamme d'amplitude accessible est plus limitée. On atteindrait naturellement la même sensibilité en disposant un ou deux étages à lampes après le multiplicateur, mais on renoncerait par là à une amplification indépendante de la fréquence.

Montage. — Avec les deux appareils C_2 et C_3 (11 étages), on a une amplification suffisante pour que le courant haute

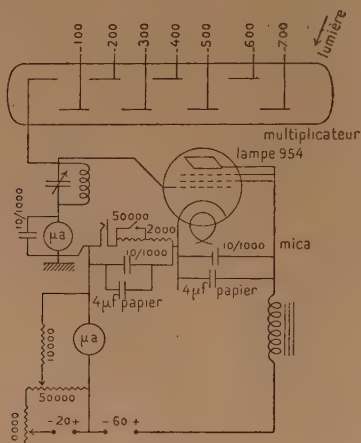


Fig. 18.

fréquence de sortie soit mesurable, directement au thermocouple, dans les cas favorables. On pourrait alors arranger le montage pour qu'il ne comprenne aucun élément sélectif, mais la sensibilité serait insuffisante et ne permettrait pas une assez grande étendue de mesures.

Avec le multiplicateur à 6 étages, la puissance de sortie est en tous cas trop faible pour agir sur un thermocouple ; j'ai alors réalisé le montage de la figure 18 qui comprend un seul circuit sélectif et qui réalise un compromis satisfaisant entre les deux qualités : simplicité des mesures et sensibilité.

Le courant photoélectrique passe dans le circuit accordé L_1C_1 et la tension qu'il y crée est mesurée par un voltmètre à lampes : le voltmètre une fois étalonné, il suffit de mesurer l'impédance R du circuit à chaque fréquence, et on a : $i = V/R$.

Impédance du circuit. — On l'obtient en déterminant deux points de la courbe de résonance du circuit L_1C_1 sur le mon-

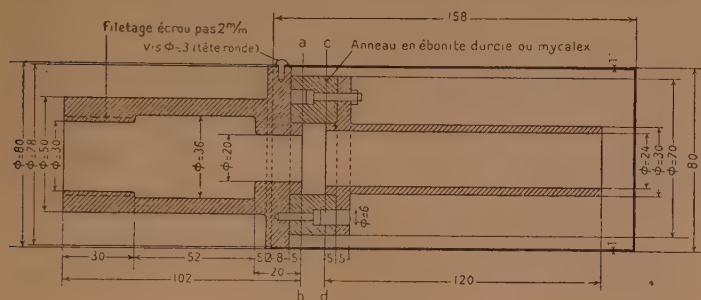


Fig. 19.

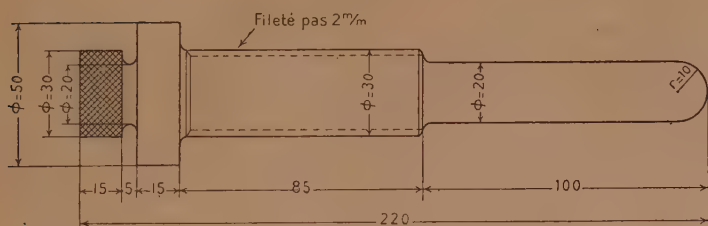


Fig. 19a. — Une tête palmer non figurée donne la mesure des rotations.

tage lui-même. La capacité C_1 est formée par deux cylindres concentriques montés (fig. 19) de manière à ce que la variation de capacité lorsqu'on enfonce le cylindre central soit calculable. Dans ce mouvement les capacités parasites restent toutes fixes ou négligeables et la variation suit la loi linéaire :

$C = \frac{l}{n \log (R_2/R_1)}$. J'ai vérifié ce point en mesurant la largeur d'une même courbe de résonance pour plusieurs pro-

fondeurs d'enfoncement, la capacité d'accord total étant maintenue constante par un condensateur auxiliaire.

On dérègle C de part et d'autre de la résonance (fig. 20) jusqu'à ce que le voltage soit diminué dans le rapport $1/\sqrt{2}$;

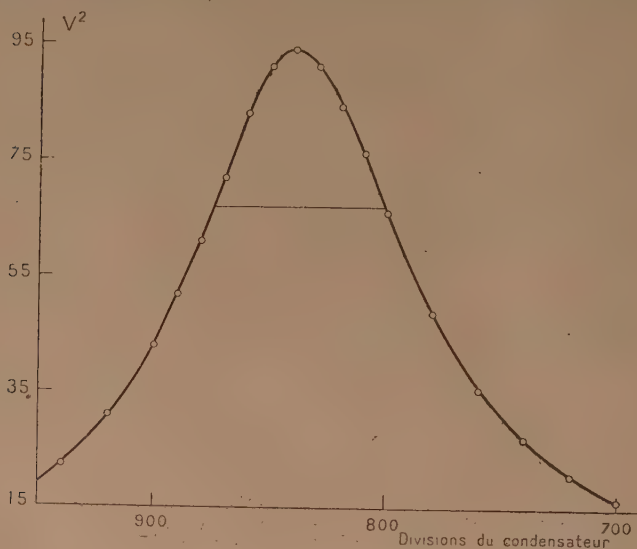


Fig. 20.

si ΔC est la variation de capacité et ω la pulsation à la résonance, on a ⁽¹⁾ :

$$R = \frac{2}{\omega \cdot \Delta C} .$$

La précision mécanique du condensateur atteint $1/100$ mm. et ses imperfections apportent une erreur relative sur C inférieure à $1/100$.

La discussion approfondie de ce procédé par Sinclair ⁽²⁾ ne révèle pas d'autre cause d'erreur.

⁽¹⁾ BROWN. *Radiofrequency electrical measurements*. Mac Graw Hill Book, 55.

⁽²⁾ SINCLAIR. *Onde Electrique* (1939), 260-277 et 305.

Voltmètre. — C'est le modèle décrit par Brown ⁽¹⁾ et employant une pentode 954, détectant par la courbure inférieure plaque. L'impédance d'entrée est pratiquement infinie jusqu'à 30 mégacycles ⁽²⁾ et la détection est quadratique jusqu'à 0,5 volt, linéaire au delà ; seules les cellules C_2 et C_3 amplifient suffisamment pour atteindre ce domaine. Les indications de l'appareil sont indépendantes de la fréquence ; alimenté par deux accumulateurs (6 et 80 volts), il conserve bien son étalonnage qu'on obtient de deux manières :

1° A 50 périodes, par comparaison avec une boîte de contrôle industrielle.

2° En haute fréquence, avec la différence de potentiel aux bornes d'un fil rectiligne de nichrome de 100 microns de diamètre parcouru par un courant de 0 à 10 milliampères mesuré au thermocouple. Le fil est assez fin pour que sa résistance à 30 mégacycles soit sensiblement égale à celle d'un courant continu.

Alimentation. — La cellule, le voltmètre et les appareils de mesure sont blindés. L'alimentation est réalisée par des piles pour C_1 , par un redresseur à tension stabilisée pour C_2 et C_3 . Dans ce cas, les tensions de chaque électrode sont fournies par un potentiomètre, alimenté à travers un filtre pour éliminer tout parasite venant du secteur. Les multiplieurs sont d'ailleurs très faciles à protéger contre cette perturbation car leur circuit d'entrée ne contient aucune bobine sensible au champ électromagnétique.

IV. — Phase.

Deux faisceaux lumineux A et B sont modulés à la même fréquence et présentent des phases différentes φ_A , φ_B .

La phase du faisceau B est variable d'une quantité connue

(1) BROWN. *Loc. cit.*, 270.

(2) STRUTT. *Loc. cit.*, 28.

et l'appareil permet de déterminer le réglage pour lequel les deux faisceaux sont en phase ⁽¹⁾.

Les faisceaux de même fréquence de modulation doivent être produits par des tubes alimentés par le même émetteur, ces tubes peuvent être différents et sont alors branchés en série, ou uniques : les deux faisceaux peuvent être alors de couleurs différentes. Le faisceau étalon A suit un trajet optique variable et un allongement de parcours Δl correspond à un changement de phase de :

$$\Delta\varphi = 2\pi N \frac{\Delta l}{c} \quad \left. \begin{array}{l} N \text{ fréquence} \\ c \text{ vitesse de la lumière} \end{array} \right\}$$

On utilise les amplificateurs déjà décrits ; mais à l'entrée se trouvent deux cellules au lieu d'une. Elles attaquent le même circuit accordé d'entrée, mais sont branchées en opposition suivant le schéma 21 : si les courants photoélectriques qu'elles donnent sont identiques

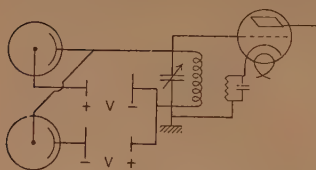


Fig. 21.

(même phase, même amplitude), la résultante est nulle. Supposons qu'on ait réglé l'intensité lumineuse de chaque faisceau pour que les courants photoélectriques i_A et i_B soient de même amplitude ; soient E_A et E_B les tensions que créeraient ces courants à l'entrée, leur résultante donnerait la tension $E_A + B$, d'amplitude $|E_A + B|$.

$$E_a = K \cos 2\pi Nt \quad E_b = -K \cos (2\pi Nt - \varphi) \\ |E_a + b| = 2K \sin \varphi/2.$$

La tension résultante varie sinusoïdalement avec φ au voisinage du minimum nul pour $\varphi = 0$. Pour utiliser l'appareil comme indicateur de 0 pour le déphasage, je fais varier sa

(1) GRIVET. *Comptes Rendus*, 206 (1938), 339.

phase en modifiant la longueur du trajet lumineux en déplaçant les miroirs M_1 , M_2 sur un banc d'optique (fig. 22); et je trace la courbe donnant la tension de sortie en fonction du déplacement au voisinage du minimum. Le diamètre verti-

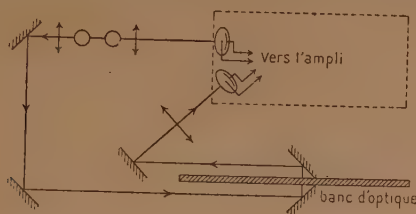


Fig. 22.

cal de cette courbe en forme de V, d'autant plus pointu que le récepteur (fig. 23) est plus linéaire, donne la position pour laquelle $I_B = I_A$. Si l'on veut connaître la différence de phase entre le faisceau A et un faisceau A', il suffit de recommen-

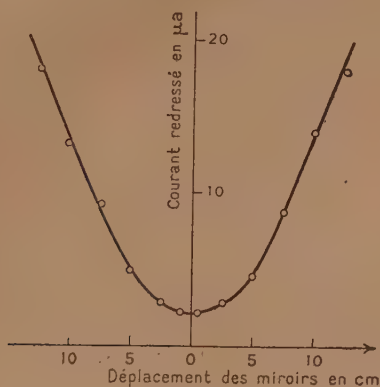


Fig. 23.

cer la même opération avec A'. Pour retrouver le minimum, il faut déplacer les miroirs d'une longueur l et on a :

$$\varphi = 2\pi N \frac{l}{c} = 2\pi \frac{l}{\lambda}$$

λ étant la longueur d'onde hertzienne correspondant à la fréquence N .

1° MONTAGE OPTIQUE. — Le chemin optique variable est représenté figure 22. Les miroirs M_1 et M_2 se déplacent sur un banc d'optique de 2 m. de long et qui donne $\Delta_2 l = 4$ m. Dans mon installation, les variations supérieures ne peuvent être obtenues que par échelons discontinus en déplaçant M_3 qui n'est pas monté sur banc. On assure la continuité des variations en opérant par bonds de 4 m. dont on assure le recouvrement avec M_1 et M_2 .

Dans ce montage, il faut obtenir sur la cellule :

1° un flux lumineux constant indépendamment du mouvement des miroirs ;

2° un flux maximum.

La première condition conduit à placer les deux diaphragmes qui définissent l'étendue du faisceau avant les miroirs mobiles, de manière à ce que leur distance reste fixe, donc aussi le flux proportionnel à SS'/d^2 . Il faut aussi que la tache éclairée sur la cellule soit fixe et de grandeur constante car la sensibilité de la couche photoélectrique n'est pas la même en tous les points. Avec la marche géométrique figurée, cette condition est réalisée parce que les miroirs mobiles réfléchissent un faisceau parallèle. Il faut, de plus, que le banc d'optique soit précis. A ce point de vue l'emploi de deux miroirs à 90° rend la direction du faisceau émergent indépendant d'une rotation des miroirs autour d'un axe vertical. Il suffit que le banc d'optique soit plan ; mon banc était assez précis pour que je n'ai pas eu besoin de mettre trois miroirs à 90° qui théoriquement amélioreraient encore la fixité en direction du faisceau émergent.

Le flux maximum est déterminé par le diamètre maximum de la lentille L_2 qui ne doit pas diaphragmer le faisceau. La largeur possible est grande, dans mon cas 30 cm., car la qualité de l'image sur la cellule importe peu et la lentille n'a pas besoin d'être bien corrigée. La lentille L_1 était une très

bonne lentille hyperbolique en quartz d'ouverture 1. Il est aisé de prévoir et l'expérience vérifie que le flux est toujours plus grand lorsque le capillaire éclaire en bout que lorsqu'il éclaire en travers ⁽¹⁾.

2° PRÉCISION DE LA MÉTHODE. — Ce procédé participe aux avantages de la méthode de zéro.

1° Les fluctuations de l'intensité de la source et de l'amplification influent peu. Ces fluctuations donnent en effet une erreur relative constante quelle que soit la tension de sortie. Et les points expérimentaux se placeront dans la par-

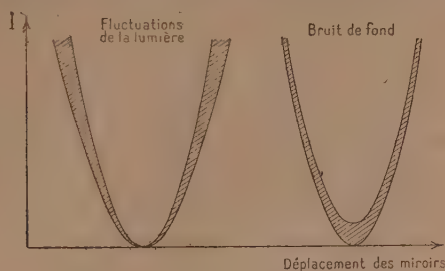


Fig. 24.

tie hachurée entre les deux courbes de la figure 24 si on admet, par exemple, une erreur de 1 o/o. L'erreur sur la position du minimum est égale à la distance des points de ces deux courbes qui ont une même ordonnée, elle diminue donc à mesure qu'on s'approche du sommet. Mais la précision est cependant limitée dans cette voie par l'existence du bruit de fond de l'amplificateur qui donne une erreur absolue constante, comme nous l'avons vu dans la mesure de la tension de sortie. Si l'on considère cette cause seulement, les points expérimentaux se placeront entre deux courbes déduites l'une de l'autre par une translation verticale; l'erreur sera d'autant plus petite qu'on trace des portions de

(1) DUNOYER. *Comptes rendus*, 207 (1938), 1095; 208 (1939), 93.

courbe plus éloignées du minimum. On tiendra compte de ces deux conditions contradictoires en traçant la courbe jusque dans la région où l'erreur qui vient de la cause 1 est égale à celle qui vient de la cause 2.

Les mesures durent une dizaine de minutes et dans l'appareil définitif, la dérive lente et les fluctuations rapides de la source lumineuse et de l'amplification ont été réduites par les procédés de stabilisation déjà décrits à certainement moins de 0,5 o/o. L'influence du bruit de fond et de ses variations est plus difficile à chiffrer, mais l'expérience montre qu'on peut tracer la courbe sur une étendue d'une cinquantaine de centimètres sans qu'elle cesse de dépasser 0,5 o/o.

3° PLAGES. — Il ressort de la discussion précédente que la détermination du diamètre de la courbe est d'autant plus précise qu'on utilise des paires de points plus éloignés du minimum, cela tant qu'on n'atteint pas la limite due aux fluctuations de la source. Cette limite est d'autant plus éloignée qu'on opère plus vite, car on supprime ainsi l'effet des dérives lentes qui sont plus difficiles à combattre. Un moyen se présente alors de pousser cet avantage à fond : c'est de comparer rapidement les tensions correspondant à deux points de même ordonnée sur la courbe : c'est l'analogue de la méthode des plages pour déterminer un azimut d'extinction en polarimétrie.

a) *Plages optiques.* — J'ai fait une première tentative dans ce sens sur le principe suivant : sur le trajet de comparaison a , on peut intercaler très rapidement un miroir M_4 (fig. 25) dont la présence raccourcit le trajet d'une trentaine de centimètres. La mesure consiste alors à chercher la position des miroirs mobiles M_1 , M_2 pour laquelle on a une même intensité, que M_4 soit interposé ou non.

L'amélioration voulue n'a pas été atteinte par suite de la difficulté qu'il y a à réaliser une substitution assez rapide et un réglage optique assez précis pour que le flux lumineux

reste constant pendant le mouvement du miroir. Celui-ci était constitué par une glace fixée sur un pendule rigide de 1 m. de long, articulé sur un roulement à billes. Il serait sans doute possible de s'affranchir de ces difficultés par un

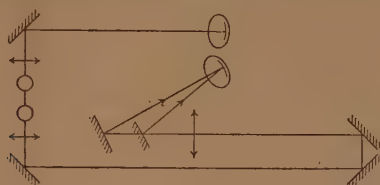


Fig. 25.

montage mécanique beaucoup plus soigné ; mais devant la simplicité et le succès de la méthode suivante, je n'ai pas poussé plus loin les essais.

b) *Plages électriques.* — Ayant étudié les propriétés de la cellule photoélectrique avec l'appareil simple, j'ai mis en évidence l'existence d'un déphasage entre la tension électrique

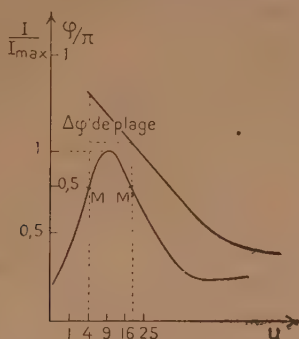


Fig. 26.

que produite aux bornes du circuit oscillant et la modulation lumineuse qui en est cause. Cet écart dépend de la tension d'accélération de la cellule comme le montre la figure 26 et les variations réalisées se prêtent bien à l'effet de plage

pour le faisceau de comparaison ; il suffit de changer de quelques volts (4 à 6 v. en général) la tension de cellule qui reçoit ce faisceau pour passer d'une plage à l'autre. Cette substitution est très rapide et simple à réaliser. Elle n'agit pas sur le flux lumineux mais elle modifie la tension créée à l'entrée de l'amplificateur. On peut s'affranchir de cet inconvénient parce que la courbe qui donne l'amplitude en fonction du potentiel d'accélération présente un maximum. Il suffit donc que les deux tensions des plages E et E' correspondent à des points M et M' de même amplitude, de part et d'autre du maximum, sur cette courbe (fig. 26). Il est facile de faire ce réglage préparatoire dont la constance subsiste ensuite pendant toute une série de mesures.

La précision du procédé est très grande : 15' pour $\Delta\varphi$; la rapidité des mesures est augmentée, leur simplicité aussi ; on cherche la position des miroirs mobiles pour que l'aiguille de l'indicateur de sortie reste immobile quand on manœuvre l'interrupteur de plages.

4° MESURE DE LA VITESSE DE LA LUMIÈRE. — L'objet de mesure le plus intéressant serait la vitesse de la lumière. En déplaçant les miroirs sur un banc d'optique assez long, on a des minima nuls du courant de sortie, pour des positions des miroirs espacées de :

$$l = \frac{c}{2N}.$$

Cette quantité n'est autre que la demi-longueur d'onde hertzienne correspondant à la fréquence de modulation ; et représente 10 m. à la fréquence de 15 mégacycles, que nous avons prise en exemple jusqu'ici.

N'est connue avec une précision qui dépasse un millionième et toute l'erreur sur c vient de l'indétermination sur l .

L'erreur de 15 minutes, dans la mesure de phase, correspond à une erreur de 1/14 000 dans chaque pointé de minimum, soit à une erreur totale de 1/7 000 sur l , donc sur la vitesse de la lumière.

Cette limite est beaucoup moins favorable que celle de $1/15\ 000$ que donnent les expériences classiques de Michelson ou de Karolus et Mittelstedt. Mais la précision de $1/7\ 000$ n'est qu'une première étape expérimentale, qui montre l'intérêt de l'appareil mesurant la phase à la réception. En effet, la précision du procédé est proportionnelle à la brillance de la source et à sa profondeur de modulation ; de grands progrès peuvent être escomptés dans ce sens.

Le tube de Geissler est un instrument commode, mais sa brillance est très inférieure à celle d'une lampe à mercure en quartz, et la profondeur de modulation n'atteint, d'après mes mesures (p. 54), que 10 o/o. Il est à prévoir que l'emploi d'un arc à mercure et d'une cellule de Kerr améliorerait déjà les résultats dans un rapport de l'ordre de 100. Anderson, en utilisant des cellules de Kerr et un récepteur analogue mais moins précis, a obtenu des résultats encourageants.

L'étude du fonctionnement du récepteur montre, d'autre part, que les fréquences de modulation pourraient être beaucoup plus grandes ; les amplificateurs et la cellule auraient encore le même rendement jusqu'aux environs d'une centaine de mégacycles. La précision serait alors augmentée, puisque sur la même longueur de base, donc la même étendue optique du faisceau, et la même quantité de lumière, on pourrait pointer un nombre de minima beaucoup plus élevé. Il faudrait encore trouver des sources lumineuses modulées pour ces très courtes longueurs d'onde ; cependant, la modulation de la lumière par une cuve soumise à un champ d'ondes stationnaires ultra-sonores, donne des espoirs précis.

5° MESURE DES DÉPHASAGES LONGS. — Ces méthodes ne permettent pas de mesurer de grands déphasages, aux faibles fréquences de modulation ; car, dans tous les cas, la variation du faisceau étalon est limitée, pour des raisons pratiques, à une vingtaine de mètres.

Il serait intéressant d'étendre les mesures à ce champ d'expériences, qui comprend des phénomènes intéressants tels que : durée de l'after-glow, durée de fluorescence des liquides.

On peut y arriver en mesurant le déphasage des tensions correspondant aux deux faisceaux, par une méthode pure-

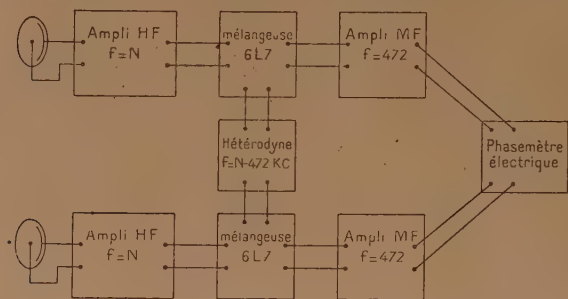


Fig. 27.

ment électrique. Les fréquences de modulation sont encore trop grandes pour une mesure directe, mais il faut remarquer que la phase se conserve dans tout l'amplificateur, et que ceci est vrai, même pour le changement de fréquence.

Dans l'appareil, dont le projet est représenté sur la figure 27, les différences de potentiel correspondant aux faisceaux A et B seraient amplifiées par des amplificateurs séparés alimentés par la même hétérodyne ⁽¹⁾. La différence de phase des tensions d'entrée se retrouve entre les tensions de sortie, dont la fréquence se prête bien aux mesures électriques.

⁽¹⁾ LAW. *Review of Scient. Instr.*, 4 (1933), 537.

Modulation de la lumière émise par les tubes à gaz.

La précision des mesures de phase dépend de deux qualités de la source modulée : sa brillance et sa profondeur de modulation, pour des fréquences les plus élevées possible. Le progrès réalisé par le récepteur photoélectrique dans les mesures de phase et l'amélioration escomptée des mesures de vitesse de la lumière ne peuvent être évalués que si l'on connaît les caractéristiques des tubes employés.

La brillance a été très étudiée ; on sait qu'elle augmente légèrement avec la fréquence, et nous avons exposé précédemment comment elle est pratiquement limitée : le capillaire fond quand la puissance appliquée dépasse 150 watts. Les études récentes sur les lampes à vapeur de mercure à haute pression montrent qu'il est facile de dépasser beaucoup cette valeur en utilisant des capillaires en quartz refroidis à l'eau ; on atteint ainsi 500 watts, industriellement, pour des lampes plus fragiles que les tubes HF, puisqu'elles ont des électrodes métalliques.

Mais, sur la profondeur de modulation, la littérature est plus maigre et se réduit aux indications qualitatives de Griffith (cf. p. 5). C'est pourquoi j'ai mesuré cette quantité à l'aide du montage à multiplicateur électronique, décrit p. 36.

D'après les résultats obtenus, les valeurs du taux de modulation baissent rapidement quand la fréquence augmente ; elles tombent au-dessous de 10 0/0 à partir de 15 mégacycles ; dans le domaine intéressant qui commence là, le tube à gaz devient très inférieur à la cellule de Kerr, qui au prix d'une

complication, il est vrai, beaucoup plus grande, garde une profondeur de modulation voisine de 1 jusqu'à 50 mégacycles. L'emploi d'une cellule de Kerr permettrait donc d'améliorer considérablement la précision des mesures de phase et de la porter à un point qui permettrait un progrès net dans la mesure de la vitesse de la lumière, malgré une base très courte.

Théorie et expériences de Griffith sur le taux de modulation.

— D'après cet auteur, le taux de modulation dépend de deux facteurs : 1^o la durée élémentaire d'émission lumineuse des atomes ; 2^o la variation du nombre d'électrons libres présents dans le gaz lumineux au cours d'une période.

Ce dernier nombre ne suit les variations d'excitation de la tension que s'il y a une cause de disparition rapide des électrons fraîchement nés : la seule cause de cette nature est le choc sur les parois du capillaire ; elle n'intéresse la majorité des électrons que si le libre parcours moyen de ces corpuscules est grand vis-à-vis du diamètre du capillaire ; alors, tout électron a de grandes chances d'atteindre la paroi au bout d'un temps très court par rapport à la période du courant d'excitation. Cette condition est réalisée en prenant un capillaire étroit (environ 1 mm.) ; le nombre d'électrons suit fidèlement les variations de la tension instantanée d'alimentation, et seule la durée de vie des états excités des atomes influe sur le taux de modulation.

Il est alors possible, par un calcul simple, de préciser la variation du taux de modulation avec la fréquence. Les atomes excités sont créés en nombre $\dot{n}$, qui est une fonction de la valeur absolue du courant, et leur nombre $n = F(|\sin \omega t|)$, ω étant la pulsation de la tension d'alimentation :

Ils disparaissent suivant la loi $n = n_0 e^{-\frac{t}{\tau}}$.

Dans la décharge, il y a équilibre entre ces deux actions :

$$\frac{dn}{dt} + \frac{1}{\tau} n = F(|\sin \omega t|). \quad (1)$$

Griffith intègre cette équation en développant F en série ; en se limitant au premier terme, on a :

$$F(|\sin \omega t|) = a_0 + a_1 \cos 2\omega t$$

et l'équation (1) donne, pour la profondeur de modulation :

$$p = \frac{a_1}{a_0} \frac{1}{\sqrt{4\omega^2\tau^2 + 1}}$$

Griffith examine les tubes, en les stroboscopant avec une cellule de Kerr. La conclusion de ses expériences, qui ont porté plutôt sur la phase de la modulation que sur sa profondeur, vérifie les points suivants de la théorie.

Le taux de modulation augmente lorsque :

a) le capillaire devient étroit. Pour des capillaires de diamètre inférieur à 7 mm. le taux de modulation devient indépendant du diamètre du capillaire ;

b) dans un large domaine, la pression est sans influence sur le taux de modulation ;

c) pour les capillaires étroits, la profondeur de modulation ne dépend plus que de la durée de vie des états excités de l'atome considéré, c'est-à-dire de la nature du gaz et de la raie spectrale utilisée. Les différentes raies présentent des déphasages importants les unes par rapport aux autres.

Résultats des mesures avec la cellule photoélectrique. —

Le courant photoélectrique est proportionnel au flux lumineux modulé et peut être développé en série de Fourier :

$$i = i_0 + i_1 \sin 2\pi Nt + i_2 \sin 4\pi Nt + \dots$$

La profondeur de modulation sera définie par :

$$p = \frac{i_0}{i_1}$$

Elle est mesurée à l'aide du multiplicateur électronique qui, employé dans le montage décrit page 36, permet des

mesures sûres à fréquence variable. La mesure du courant continu de sortie donne i_0 avec la précision de 1 0/0 qui caractérise la lecture des bons microampèremètres à cadre mobile. Le voltmètre haute fréquence, dont les lectures sont utilisées à calculer i_1 , est étalonné en valeurs efficaces ; sa précision est difficile à fixer ; elle dépend de la validité de l'étalonnage que nous avons décrit ; il semble d'après les études faites à ce sujet en radioélectricité et aussi d'après la précision de reproductibilité des mesures, que les erreurs ne dépassent pas 2,5 0/0 quand les différences de potentiel à mesurer dépassent 0,15 volt. Pour les faibles profondeurs de modulation inférieures à 0,20 ou les tensions à mesurer n'atteignent pas cette limite, la précision devient moins bonne. On tire i_1 de la lecture V du voltmètre par la formule :

$$i_1 = \frac{\sqrt{2}}{2} V \cdot \omega \cdot \delta c$$

ω est connu avec une précision surabondante — δc , d'après la construction du condensateur étalon, est sûr à 1 0/0 près, il s'ensuit une erreur limite de 3,5 0/0 sur i_1 , donc de 4,5 0/0 sur p .

Les résultats obtenus pour la profondeur de modulation sont beaucoup plus sûrs que ceux que pouvait donner le stroboscope de Griffith. Cette augmentation de précision m'a permis de mettre en évidence, dans les phénomènes, des écarts importants à la théorie.

a) Mes mesures ont confirmé entièrement l'intérêt des capillaires minces si l'on veut obtenir des taux de modulation élevés, mais le taux de modulation continue à augmenter quand le diamètre devient inférieur à 7 mm. Il y a encore une variation notable quand on passe de 1 mm. à 0 mm. 5. Ce fait montre bien que les diamètres, qui atteignent la valeur minima compatible avec une brillance acceptable du tube, ne sont pas encore assez petits pour que la vitesse de

disparition des électrons soit négligeable et sans influence sur la profondeur de modulation.

b) L'influence de la pression est faible dans certains cas, mais non négligeable dans d'autres.

Si l'on soumet des tubes d'hélium à une excitation croissante leur température de régime croît régulièrement, ainsi

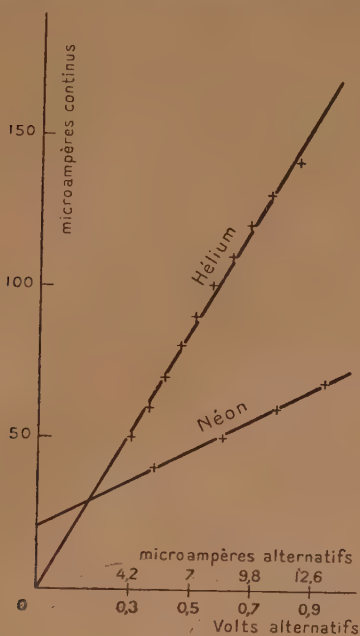


Fig. 28.

que la pression du gaz à l'intérieur, mais le taux de modulation reste constant. Comme le montre la figure 28 la droite qui représente l'intensité de la lumière continue, en fonction de l'amplitude de la modulation, passe par l'origine.

Il en est de même avec le néon, mais l'approximation est moins bonne.

Dans l'échauffement à volume constant, le libre parcours

moyen des électrons reste constant et il semble bien que ce soit cette quantité qui détermine le taux de modulation.

Si, au contraire, on fait varier la pression seule, le taux de modulation varie. C'est ce qu'on observe sur un tube à mercure, contenant du mercure liquide : la profondeur de modulation varie avec l'échauffement.

c) L'influence de la durée de vie des atomes excités se manifeste par les grandes variations observées quand on change la nature du gaz. On peut les ranger par ordre de profondeur de modulation décroissante : hydrogène, hélium, néon, mercure.

TABLEAU II

Nature du gaz	Diamètre du capillaire en mm.	Fréquences en mégacycles			
		15	8,91	6,15	
Hélium :					Profondeurs de modulation
Lumière totale. . .	1	0,069	0,158	0,371	
	0,5	0,149	0,282	0,495	
Raie rouge.	1	0,071	0,178	0,382	
Raie jaune.	1	0,061	0,155	0,334	
Néon.	1	0,0635	0,127	0,258	
Hydrogène.	1	0,21	0,34	0,55	
	0,5			0,92	
Mercure.	1	0,03	0,092	0,155	

Dans l'ensemble, les tubes à hélium donnent les meilleurs résultats, ils sont très brillants et s'allument facilement. Si on utilise de l'hydrogène purifié par diffusion dans du platine, le gaz se fixe aux parois du tube, et l'allumage devient très difficile dès que le tube a fonctionné une centaine

d'heures. Avec de l'hydrogène humide on évite cet inconvénient ⁽¹⁾, mais alors la profondeur de modulation varie avec les proportions des gaz et la durée du fonctionnement.

L'influence de la nature des raies apparaît petite dans le cas de l'hélium, dont j'ai étudié la raie jaune et la raie rouge, en employant des écrans Wratten n° 29 et n° 59.

d) Enfin, la profondeur de modulation diminue beaucoup quand la fréquence augmente, mais il n'a pas été possible de représenter les résultats expérimentaux par la formule de Griffith.

(1) ARNULF et DUNOYER. *Bull. Soc. Fr. de Phys.*, **272** (1929), 24.

La cellule en haute fréquence.
Sensibilité haute fréquence de la cellule
et tension d'accélération.

I. — Méthode de mesure.

Les mesures ont été faites avec les amplificateurs n^{os} 2 et 3.

a) *Amplificateur n° 2.* — L'amplification n'est pas linéaire et j'opérais à puissance de sortie constante. La lumière modulée traversait d'abord un écran absorbant amovible A, puis tombait sur la cellule. Sans écran, je cherchais la tension accélératrice U_0 (de l'ordre du volt) pour laquelle le courant photoélectrique HF était minimum. La déviation de l'indicateur de sortie était alors D. J'intercalais ensuite l'écran absorbant le moins dense A_1 et je déterminais la nouvelle tension d'accélération U_1 nécessaire pour rétablir la déviation D. Une dizaine d'écrans d'une densité échelonnée m'ont permis de déterminer un nombre de points suffisant pour dessiner la courbe. Pour éviter l'influence des instabilités, les écrans étaient escamotables rapidement, et on pouvait substituer, à l'aide d'un inverseur, la tension de référence, aux tensions de mesure : je pouvais faire une détermination de référence (U_0 , sans écran) une seconde après chaque mesure (tension U''_n pour écran A''_n).

Les écrans absorbants sont faits d'une pulvérisation de platine sur du verre. Ils sont pratiquement neutres, néanmoins, j'ai toujours mesuré leurs densités avec la lumière qui servait aux mesures haute fréquence en me servant d'une cellule 3512 et d'un galvanomètre suivant la méthode de Jean Roig ⁽¹⁾. Les nombres trouvés sont donnés ci-dessous, la précision totale est de l'ordre de 10/100.

⁽¹⁾ *Revue d'Optique*, 17 (1938), 237.

Ecrans . . .	1	2	3	4	5
Affaiblissement .	0,765	0,535	0,380	0,284	0,115

b) *Amplificateur n° 3.* — Les tensions de sortie étant proportionnelles aux courants photoélectriques, on obtient les courbes par lecture directe. L'emploi de la méthode des écrans permet de vérifier que la linéarité de l'amplificateur est très suffisante pour les variations d'intensité envisagées, qui ne dépassent pas 20 décibels.

La lumière employée était le rouge du néon ou les raies jaunes et rouges de l'hélium ; un filtre à CuCl_2 empêchait le passage de l'infra-rouge au delà de 0,7 micron.

II. — Résultats.

1° **AMPLITUDE.** — La sensibilité HF varie ⁽¹⁾ en fonction de la tension d'accélération, d'une manière très différente de la sensibilité en lumière continue (fig. 29).

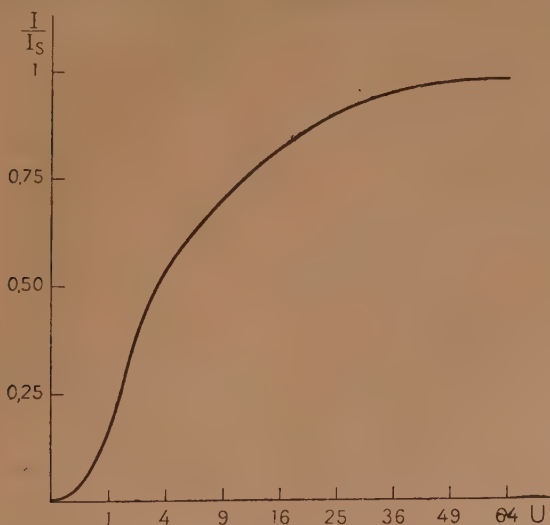


Fig. 29.

(1) GRIVET. *Comptes Rendus*, 206 (1938), 1798.

a) Elle présente un maximum très accusé pour des tensions basses par rapport à la tension de saturation en

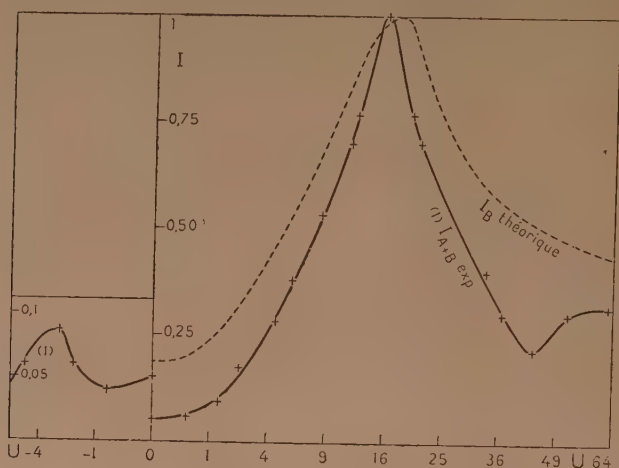


Fig. 30.

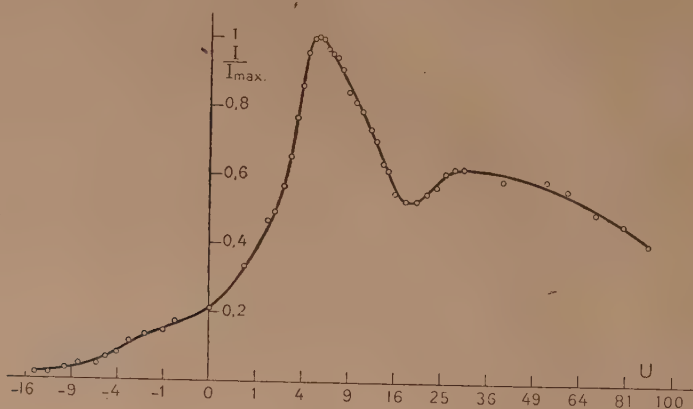


Fig. 31.

lumière continue : par exemple 13 volts, pour une fréquence de modulation de 13 mégacycles, et une tension de saturation de 35 volts. C'est un maximum absolu et la sensibilité y atteint presque une valeur double de celle que donnent

les hautes tensions lorsque la saturation est atteinte. Les figures 30 et 31 donnent quelques exemples de courbes obtenues à différentes fréquences.

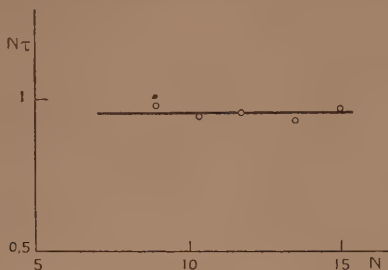


Fig. 32.

b) *Le courant HF garde des valeurs notables pour un domaine important de tensions retardatrices : une dizaine de volts dans l'exemple précédent ; pour cette tension, le courant continu est nul, aucun électron n'atteignant plus l'anode.*

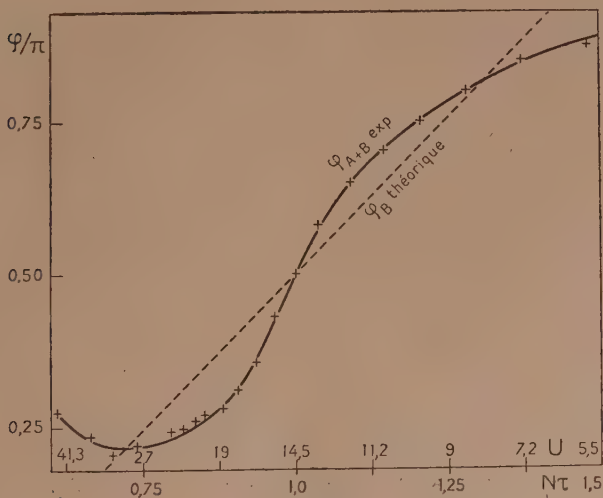


Fig. 33.

c) La tension qui correspond au maximum décroît lorsque la fréquence de modulation baisse. En première approximation, on a $U/N^2 = C^{te}$. Une relation plus exacte est fournie par une théorie plus détaillée (cf. 79) et s'exprime par $N\tau(U) = 0,88$.

$\tau(U)$ étant le temps de parcours moyen des électrons, fonction de la tension, dont la courbe (fig. 43) précise la forme. La courbe (fig. 32) montre la constance du produit $N\tau$ lorsque N varie.

d) Ces phénomènes se manifestent dans tous les types de cellules que j'ai essayés. Les courbes citées sont relatives à la cellule 3512 de la société Philips.

2° PHASE. — La phase varie très rapidement (fig. 33) dans la zone de tensions où l'amplitude présente son maximum. Les deux effets semblent dus à la même cause.

III. — Mécanisme électronique de l'anomalie HF de la cellule.

Les phénomènes précédents sont tout à fait indépendants du mode de liaison entre la cellule et l'amplificateur : on peut changer les caractéristiques du circuit oscillant ou son réglage sans provoquer de modification dans la courbe.

Ces phénomènes, caractéristiques de la cellule à vide, peuvent être dus à l'émission photoélectrique de la couche sensible ou bien au passage du courant dans le vide entre la cathode et l'anode. Une expérience simple décide en faveur de la seconde hypothèse : la forme de la caractéristique HF est très sensible au champ magnétique. En approchant à 50 cm. de la cellule un aimant de magnéto en fer à cheval, on modifie profondément son fonctionnement. On diminue le courant pour presque toutes les positions de l'aimant sauf celle où les lignes de force vont de la tache éclairée de la cathode à l'électrode collectrice ; alors le champ est sensi-

blement partout parallèle à la trajectoire électronique moyenne et c'est dans cette position qu'il perturbe le moins les trajectoires. L'abscisse du maximum de la courbe est

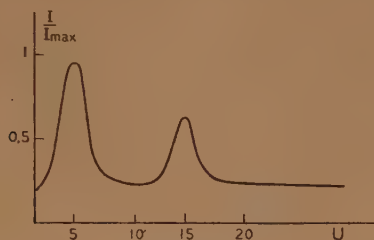


Fig. 34.

déplacée vers les hauts potentiels : on passe facilement de 12 à 18 volts, et l'on peut même avoir deux maxima distincts (fig. 34). Ce qui montre que cette anomalie est liée à la nature des trajectoires électroniques.

On peut l'expliquer par un effet des électrons analogue à celui qui se produit dans les lampes oscillatrices à champ de freinage (oscillations de Barkhausen-Pierret) : le courant HF dans le circuit extérieur est déterminé essentielle-

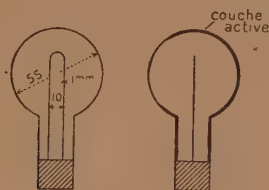


Fig. 35.

ment par les charges induites sur les électrodes par les électrons en mouvement.

La forme des électrodes de la cellule est donnée par la figure 35 : la cathode est une sphère ($d = 5 \text{ cm. } 5$), l'anode située dans un plan diamétral est formée d'un fil fin

($d = 0 \text{ cm. } 1$) recourbé en U. Cette électrode est un mauvais collecteur pour les électrons qu'on peut ranger en deux classes : ceux qui sont captés par l'anode (classe A) et ceux qui reviennent sur la cathode sans avoir atteint l'anode (classe B). En lumière continue, l'effet des électrons de classe B est naturellement nul, puisque le nombre de ceux qui s'approchent de l'anode (classe B') est égal au nombre de ceux qui s'en éloignent (classe B''). En lumière modulée, au contraire, les électrons des classes B' et B'' émis à des moments différents sont en nombre inégal; et, par influence, les électrons de classe B créent dans le circuit extérieur un courant qui s'ajoute au courant A normal et dont l'existence permet d'expliquer les particularités des courbes expérimentales. En particulier, lorsque la tension est retardatrice, il n'y a plus d'électrons A; mais les électrons B existent encore puisqu'ils sont chassés de la couche sensible avec une vitesse initiale importante. On comprend ainsi le prolongement de la caractéristique HF vers les tensions négatives jusqu'au delà de 6 volts.

Pour les tensions accélératrices, les phénomènes sont plus compliqués parce qu'il faut tenir compte du courant A. Ce courant n'est pas simplement égal au courant de convection qui s'échappe de la cathode car l'effet d'influence dans le parcours cathode-anode n'est pas négligeable. Cependant, nous verrons qu'il y a une zone importante de tensions pour laquelle le courant B est prépondérant et où sa détermination fixe déjà d'une manière assez précise l'allure des phénomènes.

Cellules sans électrons B. — En 1939, MM. Boutry et Gillod⁽¹⁾ ont créé un modèle de cellule où les électrons B sont supprimés, et où la lumière parvient cependant facilement sur la cellule : la cathode, disque circulaire, forme le fond du

(1) BOUTRY et GILLOD. *Phil. Mag.*, 28 (1939), 163.

cylindre de Faraday que constitue l'anode (fig. 36). Ces cellules présentent, dans les mesures ordinaires, de nombreux avantages, à cause de leur tension de saturation faible, un ou deux volts.

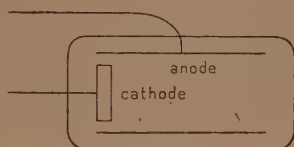


Fig. 36.

Elles offrent aussi un grand intérêt en haute fréquence; leur caractéristique, que j'ai mesurée, est très simple. Pour les tensions accélératrices, elle a une allure régulière; la suppression des électrons B entraîne bien la disparition du maximum de résonance au voisinage de l'origine (fig. 37).

Malgré la suppression des électrons B, la caractéristique n'est pas tout à fait la même qu'en lumière continue. En effet, en haute fréquence, les électrons A n'agissent pas seulement par convection comme en lumière continue, mais

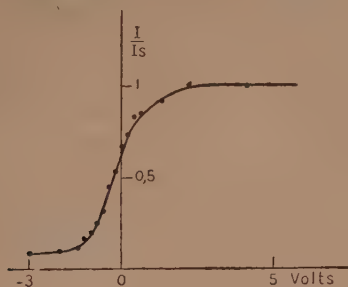


Fig. 37.

aussi par influence. La théorie que nous exposerons ci-après précise ce point : l'effet électrostatique est assez petit, parce que le temps de parcours est beaucoup plus court que la période de modulation, dans la gamme de fréquences explorée.

Pour les tensions retardatrices, tous les électrons sont de la classe B, et le courant HF existe ici, en l'absence de tout courant continu, comme pour les autres cellules.

Loi du courant induit. — Le courant total, dans le circuit extérieur, est donné par la formule :

$$i = \frac{1}{U} \Sigma e \vec{v} \cdot \vec{E}$$

la somme étant étendue à tous les électrons présents à l'instant t entre les électrodes, $\vec{v}$ est leur vitesse, $\vec{E}$ est le champ auquel ils sont soumis.



Fig. 38.

La démonstration classique de cette formule ⁽¹⁾ est basée sur le principe de la conservation de l'énergie. Le travail fourni par la source (fig. 38) pendant le temps dt est $U i dt$ et il est employé à accélérer les électrons. La force appliquée à un électron $e\vec{E}$ déplace son point d'application de $\vec{v} dt$ et fournit le travail élémentaire $dT = e \vec{E} \cdot \vec{v} dt$, soit pour tous les électrons $\Sigma e \vec{v} \cdot \vec{E} dt$.

En comparant les deux expressions du travail élémentaire, on en tire la formule :

$$U i = \Sigma e \vec{v} \cdot \vec{E}$$

Lorsque l'impédance du circuit d'utilisation n'est pas nulle, la formule ne donne qu'une première approximation qui est toujours très largement suffisante pour les courants photoélectriques dans les montages employés.

Je donne ici une démonstration nouvelle de la formule à partir des équations de Maxwell. Ce calcul s'applique à

⁽¹⁾ BAKKER et DE VRIES. *Physica*, 1 (1934), 1045 ; GROSS. *Einführung in die Theorie und die Technik der Dezimeterwellen*. Hirzel, Leipzig (1937).

un mouvement permanent d'électrons auquel est imprimée une faible modulation d'intensité à haute fréquence. On évalue l'approximation du premier ordre, l'amplitude du courant HF dans le circuit extérieur étant considérée comme un infiniment petit par rapport à la composante continue. On trouvera des précisions sur la validité de ce genre d'approximation dans les articles de Benham ⁽¹⁾.

Le courant total, au sens de Maxwell, est constant à travers toute section du circuit et s'obtient en calculant le flux du vecteur courant défini par :

$$(1) \vec{J} = e\vec{v} + \frac{1}{4\pi} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad I = \int \int_s \vec{J} \cdot d\vec{S}.$$

Le calcul est valable pour une surface située entre les électrodes où l'on a aussi :

$$I = \int \int_s \vec{J} \cdot d\vec{S}.$$

Nous choisirons comme surface S une surface équipotentielle du champ accélérateur et nous découperons l'espace entre les électrodes en éléments de volume $d\omega$ par les tubes de force et les éléments de surface équipotentiels de ce champ (fig. 39). Multiplions scalairement l'équation (1) par $\vec{E}$:

$$\vec{J} \cdot \vec{E} = e\vec{v} \cdot \vec{E} + \frac{1}{4\pi} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \cdot \vec{E}$$

et calculons l'intégrale $\int \int \int \vec{J} \cdot \vec{E} d\omega$ étendue à l'espace

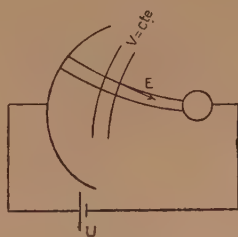


Fig. 39.

(1) BENHAM. *Wireless Eng.*, 13 (1936), 406.

entre les électrodes. Le premier membre devient, puisque $\vec{E}$ est constant sur une équipotentielle :

$$\int \int \int \vec{J} \cdot \vec{E} dS dr = \int_A^B E dr \int_s \vec{J} d\vec{S} = \int_A^B E dr \cdot I = U \cdot I$$

le deuxième membre donne :

$$\int e \vec{v} \cdot \vec{E} d\omega + \frac{1}{4\pi} \int \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \cdot \vec{E} dS dr$$

la dernière intégrale est nulle car elle s'écrit, en appelant $d\vec{r}$ un vecteur de même axe que $\vec{E}$ et de mesure dr :

$$\int \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \cdot \vec{E} dS dr = \int E dS \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \cdot d\vec{r}$$

$E dS$ est constant tout le long du tube de force en vertu du théorème de Gauss, donc l'intégrale se sépare et l'on a :

$$\int_s E dS \cdot \int_A^B \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \cdot d\vec{r} = \int_s E dS \cdot \frac{\partial}{\partial t} \int_A^B \vec{E} \cdot d\vec{r} = \int_s E dS \frac{\partial U}{\partial t}$$

or dU/dt est nul puisque le potentiel de l'anode est supposé constant.

IV. — Applications de la formule $I = \frac{1}{v} \Sigma e \vec{v} \cdot \vec{E}$ à la cellule photoélectrique.

La lumière que reçoit la cellule détermine le nombre d'électrons éjectés photoélectriquement, c'est-à-dire le courant de convection. Nous allons voir quelle forme pratique on peut donner à la formule précédente pour calculer simplement le courant total. Nous représenterons le courant de convection par son développement en série de Fourier limité au premier terme :

$$i = i_0 + i_1 \sin 2\pi N t.$$

Pour exprimer la somme $\sum e \vec{v} \cdot \vec{E}$, nous allons supposer :

1° La symétrie des électrodes est suffisante pour que la trajectoire des électrons soit indépendante du point de la cathode dont il est issu. C'est le cas lorsque les électrodes sont formées par : deux plans parallèles ; deux sphères concentriques ; deux cylindres circulaires coaxiaux.

2° Nous choisirons alors comme paramètre définissant la position de l'électron le temps θ qu'il met à l'atteindre depuis la cathode. En réalité, ce temps dépend de la vitesse initiale de l'électron, mais en première approximation, on lève cette difficulté en définissant une vitesse initiale moyenne.

A l'instant t , les électrons présents en M dans une couche d'épaisseur $v d\theta$ sont ceux qui ont été arrachés au temps $t - \theta$. Leur nombre est :

$$i_1 \sin 2\pi N(t - \theta) d\theta.$$

Leur contribution à la somme $\sum e \vec{v} \cdot \vec{E}$ est :

$$dI = \frac{i_1}{v} \sin 2\pi N(t - \theta) \cdot \vec{v}(\theta) \cdot \vec{E}(\theta) d\theta$$

et le courant total sera :

$$I = \frac{i_1}{v} \int_0^\tau \sin 2\pi N(t - \theta) \times \vec{v}(\theta) \cdot \vec{E}(\theta) \cdot d\theta,$$

τ étant le temps de séjour de l'électron entre les électrodes. Pour les électrons de classe A, c'est le temps de parcours de la cathode à l'anode ; pour les électrons de classe B, c'est le temps qui s'écoule entre le départ de la cathode et le retour sur la cathode.

V. — Nécessité d'un modèle.

Pour utiliser la formule précédente, la première étape est de calculer l'équation au temps du mouvement électronique

pour déterminer les fonctions $\vec{v}(\theta)$ et $\vec{E}(\theta)$ et la limite τ de l'intégrale. La forme de la cellule utilisée est représentée figure 35 et l'on voit qu'elle est trop compliquée pour qu'un calcul exact soit possible. Il faut la remplacer par un modèle approché et simplifié, qui se prête mieux au calcul : deux formes sont possibles à ce point de vue, deux sphères concentriques, cas où les calculs sont les plus simples ; deux cylindres coaxiaux, forme qui se rapproche davantage de la cellule réelle.

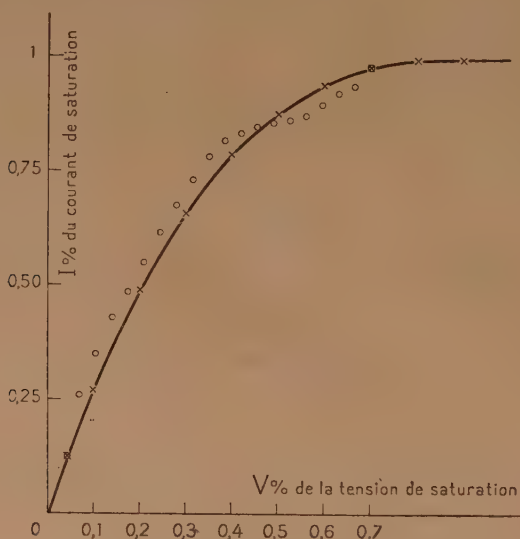


Fig. 40.

Pour avoir une idée de l'approximation faite en employant un de ces modèles, j'ai déterminé expérimentalement la caractéristique courant/tension de la cellule en lumière continue, et je l'ai comparée à la courbe théorique calculée par Ives et Fry ⁽¹⁾ pour le modèle sphérique.

(¹) *Astrophysical Journal*, 56 (1922), 1-15.

Ces auteurs ont montré que la forme de la courbe était due au partage des électrons dans les deux classes dont nous avons déjà parlé : classe A, ceux qui atteignent l'anode ; classe B, ceux dont la vitesse initiale est défavorable, ils tournent autour de l'anode sans la toucher et reviennent à la cathode. Quand la tension est suffisante, l'influence des vitesses initiales est négligeable, tous les électrons sont A, il y a saturation. Dans les autres cas, on a :

$$\frac{I}{I_s} = \frac{\text{nombre d'électrons A}}{\text{nombre total d'électrons}}.$$

L'équation trouvée par Ives et Fry est :

$$\frac{I}{I_s} = 1 - \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right) (1 - x)^3$$

avec $x = \frac{v}{v_s}$, v potentiel de saturation et ici $r/R = 1/25$, suivant les dimensions de la cellule. La figure 40 donne la courbe théorique correspondante et les points expérimentaux relevés, pour la cellule 3512 en prenant $v_s = 35$ volts. On voit que ce modèle simple représente les propriétés de la cellule réelle avec une précision satisfaisante pour rendre compte des particularités très marquées de la caractéristique HF que nous allons maintenant déterminer.

VI. — Temps de transit pour le modèle cylindrique.

Je calculerai d'abord la limite τ de l'intégrale $\frac{I}{I_1} = \int_0^\tau$, c'est le temps de séjour moyen d'un électron B entre les électrodes quand le potentiel accélérateur a la valeur U.

Les équations du mouvement projeté sur une section droite (fig. 41) sont en coordonnées polaires ρ , θ .

Equation des forces vives :

$$\left(\frac{d\rho}{dt}\right)^2 + \rho^2 \left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2 = v_0^2 + \frac{2e}{m} \frac{U}{\log \frac{R}{\rho}}.$$

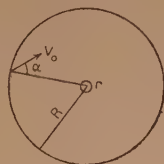


Fig. 41.

Loi des aires :

$$\rho^2 \frac{d\theta}{dt} = v_0 R \sin \alpha.$$

Pour l'électron :

e = charge ; m = masse ; v_0 = vitesse initiale ;

α = angle de la vitesse initiale et du rayon vecteur.

Pour la cellule :

R = rayon de la cathode ; r = rayon de l'anode.

U = potentiel accélérateur.

En éliminant θ on obtient :

$$\frac{d\rho}{dt} = \sqrt{v_0^2 + \frac{2e}{m} \frac{U}{\log \frac{R}{r}} \log \frac{R}{\rho} - \frac{v_0^2 R^2 \sin^2 \alpha}{\rho^2}}.$$

La trajectoire ayant un axe de symétrie, on aura, r_m étant la valeur du rayon vecteur sur l'axe de symétrie :

$$\tau = 2 \int_R^{r_m} \frac{d\rho}{\sqrt{v_0^2 + \frac{2eU}{m \log \frac{R}{r}} \log \frac{R}{r} - \frac{v_0^2 R^2 \sin^2 \alpha}{\rho^2}}}$$

En posant $u = \frac{\rho^2}{\mu^2 R^2}$ et définissant les paramètres K, μ, U_0 par les équations :

$$U_0 = \frac{mv_0^2}{2e} \quad \frac{R}{r} = K \quad U_0 = U \frac{\log \mu}{\log K}$$

on donne à l'intégrale la forme :

$$\begin{aligned} \tau &= \frac{R}{\sqrt{\frac{e}{m} U}} \mu \sqrt{\log K} \int_{\frac{1}{\mu^2}}^{u_m} \frac{du}{\sqrt{\frac{\sin^2 \alpha}{\mu^2} \log \frac{1}{\mu^2} - u \log u}} \\ &= \frac{R}{\sqrt{\frac{e}{m} U}} \mu \sqrt{\log K} \int_{\frac{1}{\mu^2}}^{u_m} \frac{du}{\sqrt{-u \log u - \frac{\sin^2 \alpha \log^2 \mu}{\mu^2}}} \end{aligned}$$

La limite supérieure u_m étant la petite racine de l'équation $\frac{d\rho}{dt} = 0$:

$$\frac{\sin^2 \alpha}{\mu^2} \log \frac{1}{\mu^2} - u_m \log u_m = 0.$$

VII. — Champ cylindrique approché.

Le calcul numérique de l'intégrale et de la racine est compliqué et j'ai trouvé plus pratique de faire les approximations au début du calcul. Le potentiel $\log \frac{R}{\rho}$ est remplacé par une expression analytique approchée en $\frac{a}{\rho} - \frac{b}{\rho^2}$ qui donne ensuite des calculs plus simples.

La fonction $V = \frac{a}{\rho} - \frac{b}{\rho^2}$ présente un maximum pour $\rho = \frac{2b}{a}$; il est possible de choisir les constantes a et b pour que :

1° $V(\rho)$ prenne les valeurs du potentiel cylindrique pour $\rho = R$ et pour $\rho = \frac{R}{2}$;

2° le maximum se produise au voisinage de $\rho = r$ et que sa valeur soit proche de U .

La fonction obtenue représente alors le potentiel logarithmique avec une bonne approximation (fig. 42), surtout dans le voisinage de la cathode où le champ est le plus faible ; c'est une région importante pour le temps de transit, car c'est là que les électrons vont le moins vite et séjournent le plus longtemps.

La figure 35 donne la forme et les dimensions de la cellule 3512. La cathode est une sphère d'environ 5 cm. 5 de diamètre ; l'anode est un fil de nickel recourbé en U de 0 cm. 1 de diamètre. Dans le modèle cylindrique, j'ai choisi le même diamètre pour la cathode et un diamètre double pour le fil anodique : $R = 5$ cm. 5 ; $r = 0$ cm. 2.

La fonction approchée représentée figure 42 a alors pour coefficients :

$$\frac{V}{U} = 0,21 \left(\frac{1}{x} - 1 \right) - 0,01 \left(\frac{1}{x^2} - 1 \right)$$

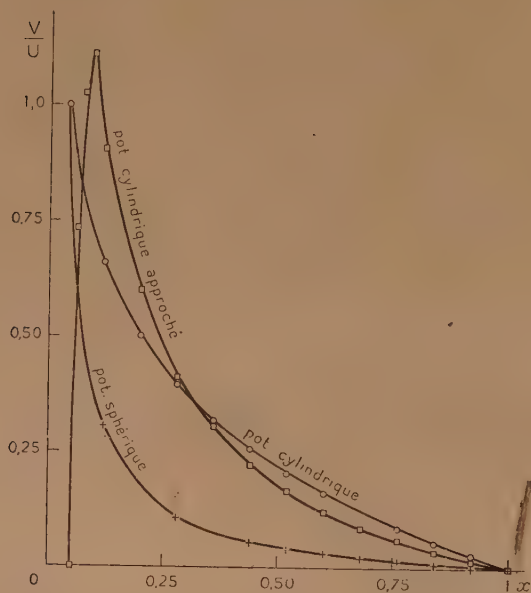


Fig. 42.

avec :

$$\frac{R}{\rho} = x.$$

Le calcul est grandement facilité avec cette forme de potentiel : dans le mouvement projeté sur une section droite la relation entre le rayon vecteur et le temps est la même que dans un mouvement képlérien ; on peut alors utiliser les équations du temps des planètes qui ont une forme simple.

Ce résultat (Théorème des orbites tournantes de Newton) ⁽¹⁾ peut être ainsi résumé :

Avec un potentiel de la forme :

$$V = \mu m \left(\frac{1}{\rho} - \frac{1}{R} \right) - \lambda m \left(\frac{1}{\rho^2} - \frac{1}{R^2} \right)$$

les équations du mouvement :

$$\begin{cases} \rho^2 \theta' = v_0 R \sin \alpha \\ \rho'^2 + \rho^2 \theta'^2 = v_0^2 - \frac{2\mu}{R} + \frac{2\lambda}{R^2} + \frac{2\mu}{\rho} - \frac{2\lambda}{\rho^2} . \end{cases}$$

Eliminant θ , l'équation différentielle du temps est :

$$\rho'^2 = v_0^2 - \frac{2\mu}{R} + \frac{2\lambda}{R^2} + \frac{2\mu}{\rho} - \frac{2\lambda - v_0^2 R^2 \sin^2 \alpha}{\rho^2} .$$

On aurait la même équation dans un mouvement képlérien avec le potentiel V' :

$$V' = \mu m \left(\frac{1}{\rho} - \frac{1}{R} \right)$$

où la vitesse initiale serait de grandeur et de direction définies par :

$$\begin{aligned} v_0'^2 &= v_0^2 + \frac{2\lambda}{R^2} \\ \sin^2 \gamma &= \frac{2\mu + R^2 v_0^2 \sin^2 \alpha}{2\mu + R^2 v_0^2} . \end{aligned}$$

Pour notre modèle de cellule on a :

$$\begin{aligned} \mu &= 0,21 \frac{e}{m} - UR \\ \lambda &= 0,01 \frac{e}{m} UR^2 . \end{aligned}$$

Posons :

$$U = kU_0 \qquad U_0 = \frac{1}{2} \frac{m}{e} v_0^2$$

⁽¹⁾ WHITTAKER. *Analytical Dynamics*. Cambridge University Press, 83.

on a :

$$v_0^2 = \frac{2e}{m} - U \left(\frac{1}{K} + 0,01 \right)$$

$$\sin^2 \gamma = \frac{\sin^2 \alpha + 0,01 K}{1 + 0,01 K}.$$

L'étude classique du mouvement képlérien donne quatre espèces de trajectoires ⁽¹⁾ suivant les valeurs de $K = \frac{U_0}{U}$ et le signe de U :

1° U positif, attraction :

$K > 5$ mouvement elliptique,

$K = 5$ mouvement parabolique,

$K < 5$ mouvement hyperbolique,

le fil anodique est le foyer de l'hyperbole, situé dans la concavité de la branche décrite par l'électron.

2° U négatif, répulsion :

Mouvement hyperbolique, le fil est le foyer extérieur à la branche décrite par l'électron.

1° MOUVEMENT ELLIPTIQUE. — L'équation du temps du mouvement képlérien peut être mise sous la forme :

$$nt = u - e \sin u, \quad (1)$$

l'anomalie excentrique u étant définie à partir du rayon vecteur par :

$$\rho = a(1 - e \cos u), \quad (2)$$

e est l'excentricité de l'ellipse, a le grand axe ; ces deux quantités e et u sont données dans les notations d'Appell par :

$$e = \sqrt{1 + \frac{he^2}{\mu^2}} \quad (3) \quad n = \frac{1}{a} \sqrt{\frac{\mu}{a}} \quad (5)$$

$$a = \frac{\mu}{h} \quad (4)$$

⁽¹⁾ APPELL *Mécanique rationnelle*. Gauthier-Villars, 4 (1919), 418.

Dans ces notations, le potentiel est :

$$V = \frac{\mu m}{r} \quad (6)$$

h est la constante des forces vives, C la constante des aires, qui s'expriment en fonction des conditions initiales (R, v_0, α) par :

$$\begin{cases} h = v_0^2 - \frac{2\mu}{R} \\ C = v_0 R \sin \alpha. \end{cases}$$

Dans notre cas particulier, le potentiel étant exprimé par l'équation (6), et les conditions initiales étant toujours (R, v_0, α), tous calculs faits, les équations (3), (4), (5) deviennent :

$$\begin{aligned} a &= \frac{1}{2} \frac{0,21}{0,20 - \frac{1}{K}} R \\ n &= \frac{1}{R} \sqrt{\frac{e}{2m}} U \cdot \frac{4}{0,21} \sqrt{\left(0,20 - \frac{1}{K}\right)^3} \\ e^2 &= 1 - \frac{4}{0,21^2} \left(0,20 - \frac{1}{K}\right) \left(0,01 + \frac{\sin^2 \alpha}{K}\right). \end{aligned}$$

Dans celle qui donne u , j'ai mis en évidence l'expression $\frac{1}{R} \sqrt{\frac{e}{2m}} U$ qui est le temps de trajet d'un électron entre deux plaques parallèles distantes de R et présentant entre elles une différence de potentiel U .

Ayant calculé ces constantes on tire la valeur u_0 de l'équation (2), en y faisant $\rho = R$, on obtient :

$$\cos u_0 = \left[1 - \frac{2}{0,21} \left(0,20 - \frac{1}{K} \right) \right] \frac{1}{e}.$$

Pendant le séjour de l'électron, u varie de u_0 à 0 puis de 0 à $-u_0$; on a donc d'après (1) :

$$\tau = \frac{2}{n} (u_0 - e \sin u_0).$$

2° MOUVEMENT HYPERBOLIQUE. — a) U *positif. Attraction.*
— L'équation différentielle du temps devient, pour le mouvement hyperbolique :

$$\sqrt{\frac{\mu}{a}} dt = \frac{\rho d\rho}{\sqrt{(\rho+a)^2 - e^2 a^2}}$$

qui s'intègre facilement en introduisant le paramètre u défini par :

$$\rho + a = ea \operatorname{ch} u.$$

On obtient, par analogie avec les équations (1) et (2) :

$$nt = e \operatorname{sh} u - u. \quad (1')$$

$$\rho = a(e \operatorname{ch} u - 1). \quad (2')$$

Les paramètres e, a ont la même signification géométrique qu'au paragraphe précédent, mais les formules qui les donnent ont maintenant dans notre notation :

$$\begin{aligned} a &= \frac{1}{2} \frac{0,21}{\frac{1}{K} - 0,20} R \\ u &= \frac{1}{R} \sqrt{\frac{e}{2m}} U \cdot \frac{4}{0,21} \sqrt{\left(\frac{1}{K} - 0,20\right)^3} \\ e^2 &= 1 + \frac{4}{0,21^2} \left(\frac{1}{K} - 0,2\right) \left(0,01 + \frac{\sin^2 \alpha}{K}\right) \\ \operatorname{ch} u_0 &= \frac{1}{e} \left[1 + \frac{2}{0,21} \left(\frac{1}{K} - 0,2\right) \right] \\ \tau &= \frac{2}{n} (e + \operatorname{sh} u_0 - u_0) \end{aligned}$$

la marche du calcul est la même.

b) U *négatif. Répulsion.* — Ce cas n'est pas traité explicitement dans Appell (cf. p. 397). On peut résumer, comme suit, les modifications à apporter aux équations 1' à 5'.

L'équation de la trajectoire est : $\frac{1}{\rho} = -\frac{1}{p} - \frac{e}{p} \cos \theta$.

En introduisant $\mu' = |\mu|$ on a :

$$p = \frac{c^2}{\mu'} \quad e = \sqrt{1 + \frac{he^2}{\mu'}}$$

on a toujours $a = \frac{p}{e^2 - 1}$ d'où l'on tire : $a = \frac{\mu'}{h}$.

L'équation différentielle du temps :

$$\sqrt{\frac{\mu'}{a}} dt = \frac{\rho d\rho}{\sqrt{(\rho - a)^2 - e^2 a^2}};$$

elle s'intègre en posant :

$$\rho - a = ea \operatorname{ch} u$$

et on a le système d'équations :

$$nt = u + e \operatorname{sh} u. \quad (1'')$$

$$\rho = a(1 + e \operatorname{ch} u). \quad (2'')$$

Dans nos notations, on aura en désignant par :

$$K' = \frac{|U|}{U_0}$$

puisque U est maintenant négatif :

$$a = \frac{1}{2} \frac{0,21}{\frac{1}{K'} + 0,2} R$$

$$n = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{e}{2m} |U|} \frac{4}{0,21} \sqrt{\left(\frac{1}{K'} + 0,2\right)^3}$$

$$e^2 = 1 - \frac{4}{0,21^2} \left(\frac{1}{K'} + 0,2\right) \left(0,01 - \frac{\sin^2 \alpha}{K'}\right)$$

$$\operatorname{ch} u_0 = \left[\frac{2}{0,21} \left(\frac{1}{K'} + 0,2\right) - 1 \right] \frac{1}{e}$$

$$\tau = \frac{2}{u} (e \operatorname{sh} u + u_0).$$

3° MOUVEMENT PARABOLIQUE. — L'équation au temps des comètes est donnée par Appell (p. 429) :

$$t = \frac{p^{3/2}}{2\sqrt{\mu}} \left(\operatorname{tg} \frac{\theta}{2} + \frac{1}{3} \operatorname{tg}^3 \frac{\theta}{2} \right), \quad (1''')$$

θ est l'angle polaire. La trajectoire est :

$$\rho = \frac{p}{1 + \cos \theta} \quad (2''')$$

avec :

$$p = \frac{C^2}{\mu}.$$

Dans nos notations, il vient :

$$C^2 = \frac{2e}{m} UR^2 \left(0,01 + \frac{\sin^2 \alpha}{K} \right)$$

$$\mu = \frac{e}{m} U_{0,21} R$$

$$p = \frac{2R}{0,21} \left(0,01 + \frac{\sin^2 \alpha}{K} \right)$$

et finalement, les deux équations :

$$1 + \cos \theta_0 = \frac{2}{0,21} \left(0,01 + \frac{\sin^2 \alpha}{K} \right)$$

$$\tau = \frac{2R}{0,21^2} \sqrt{\frac{1}{\frac{e}{2m} U}} \left(0,01 + \frac{\sin^2 \alpha}{K} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\operatorname{tg} \frac{\theta}{2} + \frac{1}{3} \operatorname{tg}^3 \frac{\theta}{2} \right).$$

Les résultats numériques sont donnés au tableau III. La variable de la première colonne est le facteur $K = \frac{U}{U_0}$; la seconde colonne donne la valeur de f calculée par les formules précédentes $\tau = 1,854 \cdot \frac{1}{\sqrt{U}} \cdot f \cdot 10^{-7}$, pour la valeur moyenne de $\sin \alpha = 1/\sqrt{2}$, $\alpha = 45^\circ$. La troisième colonne donne τ en microsecondes, la quatrième U . Ces valeurs sont calculées à partir d'une valeur moyenne de U_0 , déduite suivant Ives et Fry (cf. p. 68, note) des constantes optiques de la cellule. Le seuil de la cellule au cæsium sur argent oxydé se situe d'après la littérature aux environs de $\lambda = 1,4 \mu$; la

longueur d'onde moyenne de la lumière utilisée (rouge du néon) étant $\lambda = 0,7 \mu$ la formule :

$$U_0 = \frac{hc}{e} \left(\frac{1}{\lambda_0} - \frac{1}{\lambda} \right)$$

(h = constante de Planck ; c = vitesse de la lumière)

donne $U_0 = 0,92$ volt pour l'énergie maxima, donc $U_0 = 0,46$ volt pour l'énergie moyenne. D'où $U = K 0,46$.

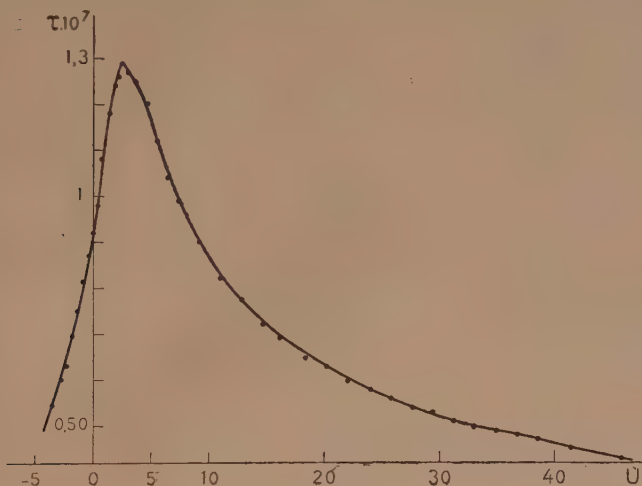


Fig. 43.

La courbe (43) représente τ en fonction de U ; elle montre bien que le temps de séjour des électrons B reste important pour de grandes valeurs de la tension retardatrice.

Le maximum du temps de parcours, au voisinage de 2,5 volts s'explique intuitivement en considérant la figure 44 : sur les trajectoires elliptiques (n° 1) qui sont longues, τ est cependant court, car les champs sont forts et le mouvement rapide ; quand la tension diminue, la longueur



Fig. 44.

de la trajectoire change d'abord peu, le mouvement devient plus lent et τ augmente ; mais la trajectoire devient de moins en moins courbée, en se redressant, elle se raccourcit et cette diminution de longueur compense le ralentissement du mouvement, τ atteint son maximum ; puis l'effet du mouvement lent sous l'action de champ peu intense devient prépondérant et τ décroît, régulièrement vers zéro.

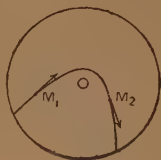


Fig. 45.

Calcul de la phase pour le modèle cylindrique. — τ étant défini par le tableau III, le courant dans le modèle cylindrique est défini par :

$$\frac{I}{I_1} = \frac{1}{U} \int_0^\tau \sin 2\pi N(t - \theta) \vec{v}(\theta) \vec{E}(\theta) d\theta. \quad (1)$$

La trajectoire de l'électron est symétrique par rapport au plan méridien qui passe par l'aphélie. Si θ_1 et θ_2 sont les temps de trajets relatifs à deux points symétriques M_1 et M_2 (fig. 45) on a :

$$\theta_1 = \tau - \theta_2.$$

TABLEAU III

K'	f	$\tau \cdot 10^7 = 1,854 \frac{f}{\sqrt{U}}$	$U = K \times 0,46$
8	0,5758	0,555	3,68
6	0,5393	0,600	2,76
5	0,5134	0,627	2,30
4	0,5193	0,700	1,84
3	0,4774	0,753	1,38
2	0,4216	0,815	0,92
1	0,320	0,873	0,46
0		0,92	0

K	f	$\tau = \frac{5,5}{\sqrt{8,80}} \frac{1}{\sqrt{U}}$	$U = K \times 0,46$
1	0,3589	0,98111.10 ⁻⁷	0,460
2	0,5706	1,10296.10 ⁻⁷	0,920
3	0,7487	1,18166.10 ⁻⁷	1,380
4	0,9130	1,24791.10 ⁻⁷	1,840
5	1,028	1,25820.10 ⁻⁷	2,300
5,5	1,1033	1,28603.10 ⁻⁷	2,530
6	1,1404	1,27272.10 ⁻⁷	2,760
6,5	1,1864	1,27209.10 ⁻⁷	2,990
7	1,2270	1,26776.10 ⁻⁷	3,220
8	1,2930	1,24968.10 ⁻⁷	3,680
9	1,3386	1,21974.10 ⁻⁷	4,140
10	1,3890	1,20072.10 ⁻⁷	4,600
12	1,4131	1,11513.10 ⁻⁷	5,520
14	1,4356	1,04883.10 ⁻⁷	6,440
16	1,4472	0,98902.10 ⁻⁷	7,360
18	1,4575	0,93910.10 ⁻⁷	8,280
20	1,4652	0,89562.10 ⁻⁷	9,200
24	1,4767	0,82398.10 ⁻⁷	11,040
28	1,4866	0,76799.10 ⁻⁷	12,880
32	1,4945	0,72220.10 ⁻⁷	14,720
36	1,5035	0,68501.10 ⁻⁷	16,560
40	1,511	0,65310.10 ⁻⁷	18,400
44	1,5190	0,62598.10 ⁻⁷	20,24
48	1,5252	0,60178.10 ⁻⁷	22,08
52	1,5310	0,58040.10 ⁻⁷	23,92
56	1,5363	0,56121.10 ⁻⁷	25,76
60	1,5402	0,54357.10 ⁻⁷	27,60
64	1,5476	0,52881.10 ⁻⁷	29,44
68	1,5530	0,51482.10 ⁻⁷	31,28
72	1,5580	0,50192.10 ⁻⁷	33,12
76	1,5610	0,48948.10 ⁻⁷	34,96
80	1,5653	0,47832.10 ⁻⁷	36,80
84	1,5710	0,46857.10 ⁻⁷	38,64
90	1,5756	0,45402.10 ⁻⁷	41,40
100	1,5845	0,43314.10 ⁻⁷	46,00

En M_1 et M_2 , les champs sont égaux, mais les vitesses égales en valeur absolue ont des signes différents et on a :

$$\vec{v}(\theta_1)\vec{E}(\theta_1) = -\vec{v}(\theta'_1)\vec{E}(\theta'_1) \quad (2)$$

ou d'après (1) :

$$\vec{v}(\tau - \theta')\vec{E}(\tau - \theta') = -\vec{v}(\theta)\vec{E}(\theta). \quad (3)$$

L'intégrale (1) peut s'écrire :

$$\frac{I}{I_1} = \frac{1}{U} \int_0^{\frac{\tau}{2}} \sin 2\pi N(t - \theta) \vec{v}(\theta) \vec{E}(\theta) d\theta \\ + \frac{1}{U} \int_{\frac{\tau}{2}}^{\tau} \sin 2\pi N(t - \theta) \vec{v}(\theta) \vec{E}(\theta) d\theta.$$

En faisant le changement de variable $\theta' = \tau - \theta$ dans la seconde intégrale, il vient :

$$\frac{I}{I_1} = \frac{1}{U} \int_0^{\frac{\tau}{2}} \sin 2\pi N(t - \theta) \vec{v}(\theta) \vec{E}(\theta) d\theta \\ - \frac{1}{U} \int_{\frac{\tau}{2}}^0 \sin 2\pi N(t - \tau + \theta') \vec{v}(\tau - \theta') \vec{E}(\tau - \theta') d\theta'$$

ce qui se réduit, compte tenu de (3) à :

$$\frac{I}{I_1} = \frac{1}{U} \int_0^{\frac{\tau}{2}} \sin 2\pi N(t - \theta) \vec{v}(\theta) \vec{E}(\theta) d\theta \\ - \int_{\frac{\tau}{2}}^0 \sin 2\pi N(t - \tau + \theta) \vec{v}(\theta) \vec{E}(\theta) d\theta \\ \frac{I}{I_1} = \frac{1}{U} 2 \cos 2\pi N\left(t - \frac{\tau}{2}\right) \int_0^{\frac{\tau}{2}} \sin 2\pi N\left(\frac{\tau}{2} - \theta\right) \vec{v}(\theta) \vec{E}(\theta) d\theta,$$

le courant extérieur est donc :

$$I = \frac{2I_1}{U} f(N\tau) \cos 2\pi N\left(t - \frac{\tau}{2}\right)$$

lorsque la modulation du flux lumineux est $\Phi = \Phi_0 \sin \omega t$, le déphasage est donc : $\varphi = \pi\left(N\tau - \frac{1}{2}\right)$.

Sur les graphiques, j'ai porté en abscisse τ , l'équation précédente est donc représentée par une droite (fig. 46). Les points expérimentaux sont relatifs à $N = 13,5$ mégacycles (fig. 33).

L'accord est assez bon puisque les écarts subsistant peuvent être attribués aux causes suivantes :

1° Aux tensions élevées (au delà de 25 volts), les électrons A deviennent de plus en plus nombreux et leur présence justifie le relèvement de la courbe ;

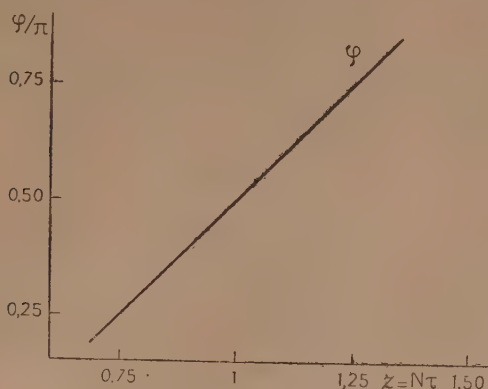


Fig. 46.

2° Au voisinage de $N\tau = 1$ la courbe expérimentale varie plus vite que ne le veut la théorie. L'écart n'est pas très grand, mais son sens est inattendu. Il s'expliquerait si on admet l'existence d'électrons tournant plusieurs fois autour de l'anode : le taux de la variation de la phase est proportionnel au nombre de tours.

Amplitude du courant. — L'évaluation de l'intégrale que nous avons trouvée au paragraphe précédent pour exprimer l'amplitude :

$$A = \frac{2I_1}{U} \int_0^{\frac{\tau}{2}} \sin 2\pi N \left(\frac{\tau}{2} - \theta \right) \vec{v}(\theta) \vec{E}(\theta) d\theta$$

demande des calculs numériques très compliqués pour le modèle cylindrique.

Je me suis contenté de l'approximation beaucoup plus grossière fournie par le modèle suivant : deux plans conducteurs, distants de d , sont reliés par un circuit d'impédance négligeable contenant une pile de force électromotrice U . La plaque négative émet un courant photoélectrique de composante principale :

$$i = I_1 \sin \omega t$$

et le mouvement des électrons est supposé régi par une loi harmonique :

$$x = \frac{d}{2} (1 - \cos pt) \quad (1)$$

qui donne leur distance x à la cathode. Une telle disposition n'est pas physiquement réalisable, mais elle traduit bien le caractère essentiel du mouvement des électrons B : le va-et-vient au voisinage de l'anode.

Le temps de séjour, d'après la formule (1) est :

$$\tau = \frac{2\pi}{p},$$

la formule (1) s'écrit donc :

$$x = \frac{d}{2} \left(1 - \cos \frac{2\pi t}{\tau} \right).$$

La vitesse est :

$$v = \frac{\pi d}{\tau} \sin \frac{2\pi t}{\tau}.$$

L'intégrale du paragraphe précédent s'applique encore et donne :

$$I = \frac{2I_1}{U} \int_0^{\frac{\tau}{2}} \sin 2\pi N \left(\frac{\tau}{2} - \theta \right) \frac{\pi d}{\tau} \sin \frac{2\pi \theta}{\tau} E d\theta.$$

Comme $dE = U$:

$$I = \frac{2\pi}{\tau} I_1 \int_0^{\frac{\tau}{2}} \sin 2\pi N \left(\frac{\tau}{2} - \theta \right) \sin \frac{2\pi \theta}{\tau} d\theta$$

ce qui s'intègre par fonctions élémentaires :

$$I = -\frac{\pi}{\tau} I_1 \int_0^{\frac{\tau}{2}} \left\{ \cos \left[\pi N \tau + 2\pi \left(\frac{1}{\tau} - N \right) \theta \right] - \cos \pi N \tau - 2\pi \left(\frac{1}{\tau} + N \right) \theta \right\} d\theta$$

$$I = -\frac{I_1}{2} \left[\frac{1}{1+N\tau} \sin \pi N \tau - 2\pi \left(\frac{1}{\tau} + N \right) \theta + \frac{1}{1-N\tau} \sin \pi N \tau + 2\pi \left(\frac{1}{\tau} - N \right) \theta \right]_0^{\frac{\tau}{2}}$$

et on obtient pour le courant d'influence l'expression :

$$\frac{I}{I_1} = \frac{1}{1-N^2\tau^2} \sin \pi N \tau.$$

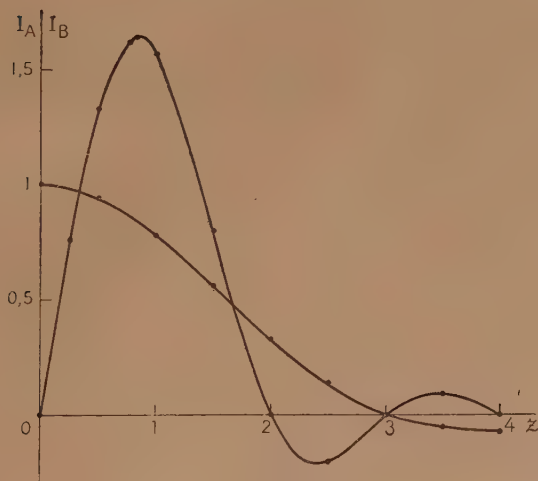


Fig. 47.

La figure 47 donne la courbe théorique et la figure 30 lui compare la courbe expérimentale pour 13,5 mégacycles. Dans ce cas, la tension du maximum, 19 volts, est assez éloignée de la tension de saturation (35 volts) pour qu'il n'y ait pas une trop grande proportion d'électrons A, et l'accord est satisfaisant.

En particulier, l'abscisse prévue pour le maximum, 19 volts, par la formule $N\tau = 0,88$ est en bon accord avec la valeur expérimentale, 16 volts; il en est de même pour les autres fréquences, comme le montre la courbe 32, au début du chapitre, qui résume les résultats; les écarts observés s'expliquent par la présence des électrons A.

La position de l'autre maximum, situé dans le domaine des tensions retardatrices, est également prévue avec précision : 2,5 volts au lieu de 2 volts. Une nouvelle raison d'indétermination intervient ici, le potentiel de contact, dont la valeur de l'ordre de 1 volt n'est plus négligeable devant celle du second maximum.

Par contre, la théorie ne rend pas compte du tout de l'intensité plus faible des courants obtenus : c'est une lacune du modèle plan, qui ne peut pas exprimer cette propriété de la cellule réelle : les électrons ont des trajectoires qui s'écartent peu de la cathode, et comme ils n'approchent pas de l'anode, les effets d'influence deviennent moins forts.

Le calcul laisse prévoir aussi de nombreux maxima secondaires, mais ils ne sont pas observables; les valeurs de τ correspondantes sont trop grandes, et comme les électrons sont chassés par la lumière avec une vitesse importante ($2,5 \cdot 10^7$ cm./sec.), il n'est pas possible, en réduisant la tension vers zéro d'augmenter indéfiniment le temps de parcours; c'est ce que traduit bien la courbe de τ que nous avons calculée.

Il est intéressant de calculer aussi l'effet des électrons A : on vérifie que leur présence ne se manifeste par aucun phénomène marqué dans la région du maximum expérimental. Le modèle plan se prête à ce calcul; dans l'intégrale que donne l'application de la formule générale, seule la limite supérieure a changé, elle est devenue $\tau/2$ au lieu de τ :

$$\frac{I_A}{I_1} = \int_0^{\frac{\tau}{2}} \sin 2\pi N(t - \theta) \sin \frac{2\pi}{\tau} \theta d\theta;$$

le calcul est analogue au précédent, le résultat est :

$$\frac{I_A}{I_1} = \frac{1}{1 - N^2 \tau^2} \cos \frac{\pi}{2} N \tau.$$

L'intensité du courant A décroît régulièrement dans tout le domaine où le courant B présente un maximum accusé, elle atteint une valeur minima pour $N\tau = 3$. Ce mode de variation est en bon accord avec la forme de la caractéristique des cellules Boutry-Gillod, où il n'y a que des électrons A dans la région des tensions accélératrices.

CONCLUSION

Dans ce travail, j'espère avoir montré l'intérêt de la cellule photoélectrique à vide, pour l'étude de la lumière modulée à haute fréquence.

J'ai établi un montage nouveau, de deux cellules en opposition attaquant un amplificateur accordé, qui remplace avec beaucoup d'avantages la seconde cellule de Kerr des stroboscopes, haute fréquence, classiques, du type créé par Karolus, Mittelstedt et Gaviola.

La cellule, sous la forme moderne des multiplicateurs électroniques, permet aussi de mesurer commodément l'efficacité des modulateurs de lumière; et j'ai employé un de ces appareils, dans un montage original très simple, pour étudier à ce point de vue les tubes de Geissler à électrodes extérieures. Le taux de modulation a pu être mesuré à 0,02 près, en alimentant les tubes avec un émetteur stabilisé en amplitude comme en fréquence.

La cellule photoélectrique manifeste des propriétés nouvelles dans le domaine des hautes fréquences où le temps que mettent les électrons à aller de la cathode à l'anode n'est plus négligeable devant la période de modulation de la lumière. Les électrons ne transportent plus le courant par convection seulement, mais ils agissent aussi par influence électrostatique, et cet effet modifie profondément la caractéristique courant-tension de la cellule. En particulier, le courant HF continue à exister lorsqu'aucun électron n'atteint l'anode et il devient maximum lorsqu'une sorte de résonance se produit entre la période de modulation et le temps de transit des électrons.

J'ai donné une théorie détaillée qui permet de prévoir quantitativement les caractéristiques expérimentales de ce phénomène.

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

L'absorption quantique du son.

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 11 Juillet 1944.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

CH. MAURAIN.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Pour le Recteur de l'Académie de Paris,

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

CH. MAURAIN.

